

Calibración de detectores de silicio para el estudio de emisión de protones retrasada por la desintegración β

Calibration of silicon detectors for the study of β delayed proton emission

Vicente Pseudo Fortes

vicente.pseudo@csic.es

Directora: María José García Borge

mj.borge@csic.es

Septiembre 2011

Palabras clave: Calibración, estabilidad, umbral, detector de silicio de bandas, telescopio, anticoincidencia.

Keywords: Calibration, stability, threshold, silicon strip detector, telescope, anticoincidence.

ÍNDICE

1. Introducción
2. Motivación y Objetivos
3. Montaje Experimental
4. Calibración y puesta a punto
5. Conclusiones

Resumen

En este texto se presenta el conjunto de pasos previos necesarios para llevar a cabo un experimento de emisión de protones retrasada por una desintegración β . En primera instancia se hace un repaso a los conceptos necesarios para entender qué es lo que se espera observar. En segundo lugar, se presenta una motivación que justifique el interés de estudiar los isótopos ligeros del Argón ($^{31-33}\text{Ar}$), prestando especial interés en el isótopo más ligero, que en su día fue candidato para la emisión simultánea de dos protones y a día de hoy, aún cuando las evidencias apuntan a que ésta es una emisión secuencial, sigue siendo un objeto de estudio con el fin de observar, por ejemplo, la emisión de 3 protones retrasada por la desintegración β ($\beta 3p$). Seguidamente, en el tercer capítulo se hace un repaso a la tecnología disponible que nos puede hacer llegar al mundo macroscópico aquello que sucede en el núcleo atómico, en la escala de los femtómetros. Para terminar se expone el trabajo de caracterización y calibración llevado a cabo. Se pretende desarrollar un código que, mediante un proceso con dos iteraciones, permita calibrar los espectros de todos los detectores simultáneamente. Se llevan a cabo dos calibraciones, una centrada en la zona de bajas energías y luego otra que se extiende a energías mayores. Se presentan los resultados de las mismas mediante gráficos y tablas, comentando las ventajas y los inconvenientes de su desarrollo y de su aplicación al análisis.

Abstract

In this text it is presented the set of previous steps which are necessary for doing an experiment of β -delayed proton emission. Firstly, we do a run-through of the concepts needed to understand what do we expect to observe. Then, we present the motivation that justifies the interest on studying the light isotopes of Argon ($^{31-33}\text{Ar}$), paying special attention to the lightest isotope, which was a candidate for the simultaneous emission of two protons and, even now, despite that the evidences point at the emission to be sequential, it still is an object of study with the aim of, among others, observing β -delayed three proton emission ($\beta 3p$). In the third chapter, we do an overview to the technology available to make it visible for us, in our macroscopic world, what happens in the nuclei of the atoms, at a scale of femtometers. In the last chapter it is exposed the characterization and calibration work. The intention is developing a script that doing two iterations calibrates all the detectors simultanously. Two calibrations are made: one of them focused on the low-energy range of the spectrum and another extended to higher energies. We present the results with plots and tables, remarking the advantages and disadvantages of their development and their application to the analysis.

Índice

Índice	1
1. Introducción	4
1.1. Introducción Teórica	4
1.1.1. Desintegración β	4
1.1.2. Emisión de nucleones retrasada por la desintegración β	7
2. Motivación y objetivos	9
2.1. El caso del ^{33}Ar	11
2.2. El caso del ^{32}Ar	11
2.3. El caso del ^{31}Ar	11
3. Montaje Experimental	13
3.1. ISOLDE	13
3.1.1. Método ISOL y REX	13
3.2. Detectores de partículas cargadas	15
3.2.1. Introducción: Los detectores de silicio	15
3.2.2. Detectores fragmentados: DSSSD	16
3.2.3. Configuración telescopio	17
3.2.4. El modo anticoincidencia	19
3.2.5. Silicon Cube	19
3.3. Miniball: Detectores de radiación gamma	21
3.4. La electrónica de adquisición	23
4. Calibración y puesta a punto.	26
4.1. Estabilidad	27
4.2. Determinación de umbrales	28
4.3. Calibración	30
4.3.1. Geometría de los detectores	32
4.3.2. Correcciones de capa muerta	34
4.3.3. Búsqueda de máximos y primer ajuste lineal	36
4.3.4. Ajuste gaussiano y calibración final	37
4.3.5. El problema del bineado	39
4.3.6. La calibración del detector $\Delta E1$. Comparación con GEANT4.	40
4.3.7. Resultados de la calibración	43
4.3.8. Calibración para altas energías	46
4.3.9. Resultados de la segunda calibración y comparación	47

Índice de figuras

2.1. Carta de nucleidos.	10
3.1. Fotografía de un blanco de producción de ISOLDE y esquema del sistema de extracción.	15
3.2. DSSSD de 16×16 bandas.	17
3.3. Histograma bidimensional ΔE - E	18
3.4. Fotografía de la cámara Silicon Cube montada.	20
3.5. Silicon Cube a falta de la placa superior.	20
3.6. Placa sobre la que se montan los telescopios en la Silicon Cube.	21
3.7. Imagen parcial de Miniball.	22
4.1. Evolución temporal de la posición en canales del pico a 3171.7 keV	28
4.2. Disposición de los detectores.	29
4.3. Espectro de fuente triple-alfa a bajas energías.	30
4.4. Diagrama explicativo de los pasos a seguir para calibrar.	35
4.5. Esquema de la pérdida de energía en la capa muerta.	36
4.6. Representación esquemática de diferentes deposiciones de energía de la misma partícula.	40
4.7. Espectros simulados y obtenidos experimentalmente para banda central y lateral del detector DSSSD1.	41
4.8. Comparación de los espectros obtenidos directamente y en anti-coincidencia.	42
4.9. Resultados de la calibración a bajas energías.	43
4.10. Comparación pico en una banda y en la suma de todas para el detector 6.	47
4.11. Picos utilizados para la calibración previa y la definitiva.	48
4.12. Resultados de la calibración a altas energías.	49
4.13. Calibración a altas energías eligiendo fondo variable.	50

Capítulo 1

Introducción

Este trabajo ha sido realizado en el grupo de Física Nuclear Experimental del Instituto de Estructura de la Materia, que forma parte del Consejo Superior de Investigaciones Científicas. En él se analizan datos obtenidos en el experimento IS476, llevado a cabo en CERN-ISOLDE en agosto de 2009. El objetivo del experimento es crear haces de los isótopos más ligeros del argón ^{31}Ar , ^{32}Ar y ^{33}Ar y estudiar la emisión de partículas cargadas que se produce tras la desintegración β^+ . También se tomaron medidas con un haz de ^8He , con el el objeto de estudiar algunos canales de desintegración lentos.

Lo que se expone en este informe es el primer año de trabajo de un extenso trabajo de tesis. Por ello, en este primer periodo gran parte del esfuerzo se dedica a la comprensión del experimento que se realizó, al estudio del montaje experimental, al conocimiento de la física que se puede extraer de los detectores que se utilizaron y a la calibración de los mismos. Esta calibración ha supuesto una proporción importante de este tiempo. A pesar de ser un trabajo poco vistoso, se ha desarrollado un código con la intención de que sea utilizable para otros experimentos del mismo tipo con el que se pueden hacer calibraciones a partir de la información conocida del mismo espectro a analizar, sin necesidad de hacer medidas de calibración con fuentes de radiación α .

1.1. Introducción Teórica

1.1.1. Desintegración β

Se conoce como desintegración β a cualquiera de los tres procesos siguientes:

- $\beta^- : n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$
- $\beta^+ : p \rightarrow n + e^+ + \nu$
- Captura electrónica: $p + e^- \rightarrow n + \nu$

Estos son procesos mediados por la interacción débil, evidenciándose que algún quark cambia de sabor de *up* a *down* para transformar un protón en un neutrón y viceversa, y la materia nuclear interacciona con materia leptónica. Fue en los años 30 cuando se empezó a estudiar en detalle una radiación que tenía

ciertas características que la diferenciaban de las ya conocidas. En primer lugar se trata de una radiación procedente del núcleo, pero de partículas que no existen en el núcleo antes de la interacción (electrón, positrón y neutrino). Además, dado el momento de las partículas salientes y su escasa masa, es necesario un tratamiento relativista. Para terminar, se observó que la distribución de energía de los electrones (o positrones) era continua. En la desintegración α , por ejemplo, se observa un espectro con picos, característico de los procesos en los que intervienen dos cuerpos, en este caso el núcleo de ${}^4\text{He}$ y el núcleo descendiente ${}_{z-2}^{A-4}\text{X}$. Un espectro que en cambio fuese continuo implicaba la participación de más partículas en el proceso, lo que llevó a la postulación del neutrino, una partícula no observada, sin carga y con poca sección eficaz de interacción que se llevaba una parte variable del momento de los productos. Experimentos posteriores confirmaron su existencia.

El tratamiento de la interacción como una perturbación débil resultó en la Regla de Oro de Fermi:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{fi}|^2 \rho(E_f) \quad (1.1)$$

Donde $V_{fi} = \int \psi_f V \psi_i dv$; y $\rho(E_f)$ es la densidad de estados finales.

Fermi no sabía cual era la forma del potencial V para la desintegración β , así que consideró todas las formas matemáticas consistentes con la relatividad especial (escalar, pseudoescalar, vector, axialvector y tensor). La descripción del proceso de desintegración se satisface utilizando tan solo dos términos: el Vector y el axial.

Por su parte, el campo Coulombiano modifica las funciones de onda salientes. Esto se reproduce en el cálculo mediante la introducción de un factor conocido como función de Fermi $F(Z', T_e)$. Es habitual (y una aproximación bastante buena) suponer que el electrón y el neutrino cumplen $r \cdot p \ll 1$, con lo que sus funciones de onda espaciales quedan

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{\frac{ip \cdot r}{\hbar}} = \frac{1}{\sqrt{V}} \left(1 + \frac{ip \cdot r}{\hbar} + \dots \right) \simeq \frac{1}{\sqrt{V}} \quad (1.2)$$

En estos casos se habla de transiciones *permitidas*. Las transiciones que precisan la introducción de órdenes superiores en el desarrollo de la exponencial se conocen como transiciones *prohibidas*. Esta nomenclatura puede llevar a error, ya que no hay ningún elemento que las prohíba, sino que su probabilidad, al requerir términos de mayor orden, suele ser menor.

Otro concepto elemental a la hora de estudiar desintegraciones es el balance energético entre el núcleo padre e hijo, conocido como el valor Q_β . Q es la energía que queda disponible en la desintegración. Se calcula como la diferencia energética entre el estado inicial y el estado final tras la desintegración, considerando las masas de todos los elementos implicados (es decir, incluyendo en el cálculo las masas de los electrones y positrones cuando sea necesario). Como ejemplo, el valor Q_β para la desintegración β^- del neutrón es:

$$Q_\beta = (m_n - m_p - m_e - m_{\bar{\nu}})c^2 \quad (1.3)$$

Con todo, para el cálculo de un espectro β se consideran 3 factores:

- Factor estadístico: $p^2(Q - T_e)^2$, depende del número de estados finales accesibles y recoge la cinemática del proceso. Cuanta mayor sea la energía Q accesible para el electrón y el neutrino mayor será abanico de valores de las energías cinéticas que pueden tomar y que pueden repartirse entre ellas, justificando que sean más probables las transiciones a niveles más bajos del núcleo hijo, pues el balance energético es mayor.
- La función de Fermi $F(Z', T_e)$, que da cuenta de la influencia del campo Coulombiano nuclear.
- El elemento de matriz nuclear $|M_{fi}|^2$. En el elemento de matriz se puede incluir una dependencia entre el momento del electrón (p) y el del neutrino (q) conocida como factor de forma: $S(p,q)$

$$N(p) \propto p^2(Q - T_e)^2 F(Z', T_e) |M_{fi}|^2 S(p, q) \quad (1.4)$$

Para generalizar la expresión se define la integral de Fermi, en la cual se incluye toda la dependencia en Z' , p y q ($q^2 \sim (Q - T_e)^2 \sim (E_0 - E_e)^2$).

$$f(Z', E_0) = \frac{1}{(m_e c)^3 (m_e c^2)^2} \int_0^{p_{max}} F(Z', p) p^2 (E_0 - E_e)^2 dp \quad (1.5)$$

Y con $\lambda = 0,693/t_{1/2}$:

$$ft_{1/2} = 0,693 \frac{2\pi^3 \hbar^7}{g^2 m_e^5 c^4 |M_{fi}|^2} \quad (1.6)$$

Esta magnitud se conoce como valor ft o vida media comparativa. Se trata de una magnitud con la que comparar las vidas medias de diferentes nucleidos sin la influencia de Z' y E_0 , centrándose en las diferencias en el elemento de matriz nuclear. Dado que varía en un gran número de ordenes de magnitud, suele hablarse del $\log_{10} ft_{1/2}$, con un rango de 3 (transiciones superpermitidas) a 25 (transiciones prohibidas de diferente orden). Es necesario dejar claro que este no es un criterio definitivo y biunívoco entre el tipo de transición y el valor obtenido. Puede ser utilizado estimativamente o para reforzar alguna suposición, pero existen transiciones que se han demostrado que son permitidas con valores de ft mucho mayores que otras prohibidas. Dependiendo de su valor, frecuentemente se utiliza para dilucidar el carácter de una transición y en casos favorables determinar el spin del estado del núcleo hijo.

El único criterio por el que una transición se considerará permitida sin duda será demostrar que el estado padre y el hijo tienen la misma paridad y no difieren en momento angular en más de una unidad. Esto se deriva de:

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{V}} \left(1 + \frac{i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{\hbar} + \dots \right) \simeq 1 \quad \Rightarrow \quad r \simeq 0 \Rightarrow l \simeq 0$$

Dado que no hay ningún cambio en el momento angular orbital, cualquier variación en el momento angular se debe al spin. Las dos partículas que se

emiten son dos fermiones de spin $1/2$, y que por tanto se pueden acoplar a $S=1$ y a $S=0$. Según esto clasificamos las desintegraciones como :

- Fermi: $S=0$, el electrón y el antineutrino tienen spines antiparalelos, induciendo un $\Delta I = 0$ (Vector). La paridad depende únicamente de l ($\pi = (-1)^l$), con lo que spin y paridad del estado final y del estado inicial son los mismos ($J_i^\pi = J_f^\pi$).
- Gamow-Teller: $S=1$, el electrón y el antineutrino tienen spines paralelos (Axialvector). Con esto se tiene $I_i = I_f \otimes 1$, es decir, $\Delta I = -1, 0, +1$, excepto en los casos en que $I_i = 0$, ya que $0 \neq 0 \otimes 1 = 1$, por lo que el estado final deberá ser $I_f = 1$ necesariamente.

A las transiciones prohibidas se les asigna un *grado* de prohibición en función del orden de la expansión a que es necesario llegar para explicarla. Los dos factores más importantes a la hora de suprimir la probabilidad en estas transiciones son dos: El cambio de paridad y los saltos en spin en valores mayores que uno. En estos casos los elementos de matriz del desarrollo a orden cero se anulan y toman importancia los de orden superior. Un aumento en un orden implica una supresión de la probabilidad de 10^{-4} [KRA1988].

1.1.2. Emisión de nucleones retrasada por la desintegración β

Además de la desexcitación de estados excitados a través de la emisión de radiación γ , ciertos núcleos son inestables a la emisión de uno o más nucleones. Esta emisión, al ser consecuencia de la interacción fuerte, se produce rápidamente, por lo que es la desintegración β , que puebla el estado excitado resonante que se rompe o desexcita emitiendo una partícula cargada, la que determina el momento en que se produce la emisión. Dado que el tiempo característico de la interacción débil es mucho mayor que el de la fuerte esto introduce un retraso en la emisión de protones que facilita su estudio.

Es en los nucleidos alejados del valle de estabilidad donde este fenómeno es más común. En ellos la energía disponible tras la desintegración β puede ser suficientemente grande como para poblar estados altamente excitados. En estos nucleidos la energía de separación de un nucleón es relativamente baja¹. Estos dos factores combinados llevan a que éstos sean excelente candidatos a emisores de nucleones. La nomenclatura asociada a este proceso es la siguiente:

- Precursor: Núcleo que se desintegra β .
- Emisor: Núcleo al cual decae el precursor y que puede emitir un nucleón.
- Hijo: Núcleo resultante tras la emisión del nucleón.

Este proceso suele utilizarse para estudiar el esquema de niveles del núcleo emisor a través de las energías de las partículas emitidas y partiendo del esquema del núcleo hijo si el estado final es conocido. Hay que tener en cuenta que la cinemática del proceso favorece la población de estados poco excitados,

¹La energía de separación de un neutrón es baja en la zona de la carta de nucleidos rica en neutrones y la energía de separación de un protón es baja en la zona deficiente en neutrones.

por lo que en la mayoría de desintegraciones se puebla el estado fundamental, el primer estado excitado y en algunos casos algún estado excitado superior del núcleo hijo. Esto permite realizar un estudio de estas características aún sin tener un conocimiento exhaustivo del esquema completo de niveles del núcleo hijo.

Asimismo, también se puede utilizar para estudiar la radiación β inicial, dando información sobre qué estados puebla del emisor. Cabe mencionar que este estudio es marcadamente diferente para núcleos ligeros y pesados, ya que en estos últimos el esquema de niveles es mucho más denso y estudiar los niveles por separado se hace imposible debido a la resolución limitada de los sistemas de detección. Se ha de tener en cuenta también que la energía efectiva a la que se encuentra el núcleo hijo es la del nivel fundamental del emisor más la energía de separación del nucleón emitido.

Capítulo 2

Motivación y objetivos

La desintegración β^+ de los núcleos cercanos a la línea de goteo de protones en la región de los núcleos ligeros es una herramienta fundamental para conocer la estructura nuclear. Entre otros, destacan temas de estudio como la conservación de simetría entre las transiciones espejo o la reducción de la constante de acoplamiento de la componente Vector-Axial, que se pueden estudiar en detalle. Además permite acceder al estudio de estados de gran interés en reacciones que involucran el proceso de captura rápida de protones (proceso-rp). Debido a la dificultad de sintetizar estos núcleos, son necesarias instalaciones capaces de producir haces radioactivos con suficiente intensidad para permitir un análisis exhaustivo de las transiciones.

El valle de estabilidad en la carta de nucleidos es la zona de la misma en la que se encuentran los núcleos estables. En la Figura 2.1 aparece en negro. Estos núcleos, de no ser perturbados, permanecen inalterados infinitamente. En los bordes de la carta se definen las líneas de goteo, que es la línea que separa el último núcleo ligado del primero no ligado. Un núcleo se considera ligado si la energía de ligadura del último protón y del último neutrón es positiva, es decir, hay que aplicarle energía al núcleo para arrancarle un nucleón. A partir de la línea de goteo de protones la energía de ligadura del último protón es positiva, y análogamente con la línea de goteo de neutrones. Los núcleos cercanos a estas líneas se encuentran lejos del valle de estabilidad en la tabla de nucleidos. Estos núcleos tienen una proporción N/Z (neutrón a protón) que se aleja del cociente característico de los núcleos estables ($N/Z \sim 1$ para los núcleos ligeros y $N/Z \sim 1.6$ a medida que se sube en la carta de nucleidos). Éstos tienden a desintegrarse, dejando unos núcleos descendientes más estables. Las vidas medias de los nucleidos son menores a medida que nos alejamos del valle, por lo que la gran mayoría no están presentes en la Tierra (su vida media es considerablemente menor que la edad de la misma). El estudio de estos núcleos requiere, pues, el uso de aceleradores de partículas que permita tanto su creación como su rápida deposición.

En particular se pretende estudiar los tres isótopos más ligeros del Argón ($Z=18$). Los hijos de sus respectivas desintegraciones beta (^{31}Cl , ^{32}Cl y ^{33}Cl) también decaen por β^+ en su estado fundamental. A pesar de eso, los estados que se pueblan en la desintegración de los isótopos del argón son estados excitados del $^{31-33}\text{Cl}$. En el caso de los dos más pesados, se pueblan estados ligados

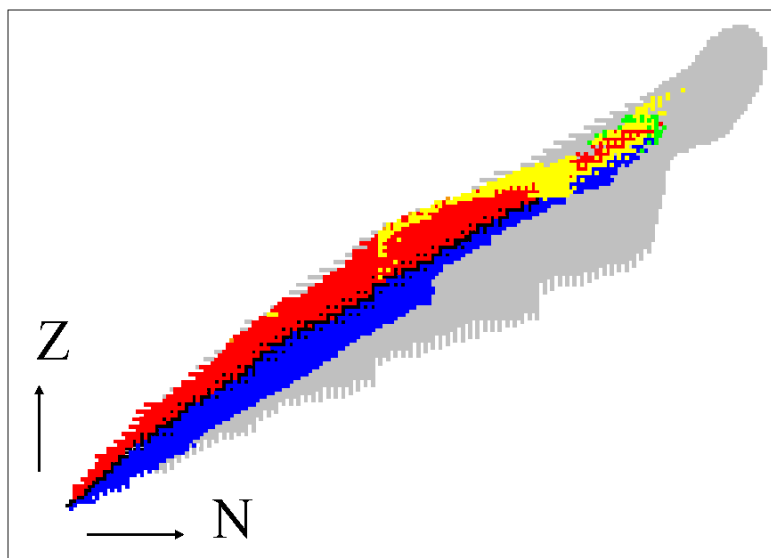


Figura 2.1: Carta de nucleidos. En negro los núcleos pertenecientes al valle de estabilidad. En color rojo se ven los núcleos que decaen por β^+ debido a su déficit de neutrones y en azul los que decaen por β^- debido a su exceso en los mismos. A medida que se sube en la carta se observa que empieza a dominar por encima del valle de estabilidad el color amarillo por encima del rojo. Estos son los núcleos que se desintegran a través de la emisión de una α . En gris vemos los núcleos que la teoría predice ligados pero no se han sintetizado en el laboratorio.

que se desexcitan tanto por la emisión de una γ como estados resonantes que decaen por emisión de protones. Es por esto, que parte importante del valor añadido de esta investigación reside en estudiar la coincidencia de la emisión de protones con la emisión de radiación gamma, de manera que podamos estudiar la estructura de niveles excitados que se pueblan con las diferentes desintegraciones.

El estudio de la radiación γ se hace utilizando Miniball[EBE2001], un array de detectores de germanio en forma de bola con espacio en su interior para posicionar los detectores de partículas cargadas cuyas especificaciones expondremos más adelante.

Con este experimento se pretende, en última instancia, la obtención de unos espectros, que nos permitan extraer la física subyacente. Los espectros son histogramas en los que se representa el número de cuentas almacenadas en función de alguna variable. Es habitual que esta variable sea la energía (o el canal antes de llevar a cabo la calibración), pero también pueden ser el ángulo, el tiempo u otras.

2.1. El caso del ^{33}Ar

El argón 33 es el isótopo más fácil de producir de los tres que nos concier-
nen y teniendo en cuenta que existen estudios muy detallados del mismo, se
eligió para llevar a cabo la calibración interna. Por ello, se produjeron haces del
mismo a lo largo de todo el experimento. Esta calibración interna, comparada
con la calibración realizada utilizando fuentes de radiación alfa al principio o
al final del experimento, introduce la ventaja de poder utilizar para la calibrar
los ficheros de referencia más cercanos al archivo a analizar, con lo que el error
provocado por las posibles variaciones en la cadena de adquisición a lo largo del
experimento se minimiza.

Existen estudios previos [ADI2010, DOM2010] en los que se estudian los es-
pectros de partículas cargadas del ^{33}Ar y en los que se estudian las coincidencias
con el espectro de radiación electromagnética.

2.2. El caso del ^{32}Ar

En el trabajo anteriormente citado de Ricardo Domínguez [DOM2010] se
realiza un estudio en profundidad de la cadena de desintegración que se obtiene
con este haz, estudiando el espectro de niveles de los núcleos hijos observados
a partir, de nuevo, tanto del espectro de partículas cargadas como de radiación
electromagnética.

A pesar de eso, quedan sin respuesta interesantes propiedades de este isótopo
que pueden analizarse a corto plazo con la estadística y resolución de nuestro
experimento. Se trata, por ejemplo, de la existencia de un nivel $J^\pi = 0^+$ de mez-
cla de isospin del 2% con el IAS de este isótopo, uno de los mayores conocidos.
Una de las manifestaciones de esta mezcla de isospin [BHA2008], es compartir
la intensidad de la transición IAS con un nivel próximo que tiene que ser $J=0$;
 $T=1$.

2.3. El caso del ^{31}Ar

El ^{31}Ar tiene especial interés por haberse observado que tiene abierto el
canal de desintegración $\beta 2p$, esto es, emisión de dos protones tras una desin-
tegración beta. Estudios previos [FYN2000] identificaron la emisión de los dos
protones como secuencial, cosa que podía apreciarse en la falta de correlación en
la distribución angular entre los dos protones. Este no era el resultado deseado
en primera instancia, ya que se esperaba que la emisión fuese de dos protones
sin ningún estado intermedio y que por tanto estuviesen fuertemente correla-
cionados, lo que podría arrojar nueva luz sobre la propia interacción nuclear
fuerte. Por otro lado, la emisión secuencial encontrada permite estudiar otros
dos aspectos interesantes:

- Por un lado el esquema de niveles del núcleo hijo ^{30}S , que en el caso de
una desintegración $\beta 2p$ se puebla en el proceso de emisión de protones
tanto a nivel de estados ligados, βp , como estados no ligados a través de
 $\beta 2p$.

- Por otro lado también se accede al estudio de un mayor número de desintegraciones espejo, dando idea de hasta qué punto el isospin es una buena simetría en esta zona de la tabla de nucleidos.

Otro aspecto interesante a estudiar de este isótopo es su posible desintegración $\beta 3p$. Si se parte del esquema de niveles actual del ^{31}Cl , ^{30}S , ^{29}P y ^{28}Si , la emisión secuencial de 3 protones acabando en el estado fundamental de este último está permitida energéticamente ($Q_{3p} = 4.87(5)$ MeV [FYN1999]). A pesar de eso, los protones involucrados en el proceso serían de baja energía lo que en primer lugar suprime el proceso (todos los sistemas tienden a desexcitarse a través del proceso que le resta más energía) y en segundo lugar lo hace difícil de observar, ya que los protones se solapan con la respuesta β que la precede y con la zona de ruido de bajas energías, dificultando su identificación en el espectro. [FYN2000]

Capítulo 3

Montaje Experimental

3.1. ISOLDE

El CERN es la mayor instalación a nivel mundial para la investigación en Física Subatómica. Su objetivo es la investigación de la Física de Partículas Elementales. Para llevarla a cabo se han construido a lo largo de los años distintos aceleradores cada vez de mayor energía y luminosidad. La culminación de este esfuerzo es el LHC (Large Hadron Collider) con el que se pretenden encontrar por primera vez evidencias directas de la existencia del bosón de Higgs.

Además de la investigación a altas energías, en el CERN se pueden llevar a cabo experimentos en otros campos, todos en la frontera del conocimiento. Un ejemplo de ello es la instalación multidisciplinar ISOLDE. ISOLDE significa Isotope Separator On-Line DEtector. En esta instalación se pueden crear y separar haces radioactivos, lo que permite el estudio de núcleos que se encuentran lejos del valle de estabilidad, pudiéndose analizar núcleos con vidas medias del orden de los milisegundos.

3.1.1. Método ISOL y REX

Los procesos para la producción de estos haces con una intensidad aceptable son complicados. En ellos se utiliza un haz primario que incide contra un blanco de producción en el que se producen isótopos radioactivos mediante reacciones nucleares. En el momento actual existen dos métodos extendidos mundialmente: in-flight y el ISOL. La producción con el método in-flight se basa en general en la aceleración de núcleos pesados y en la utilización de blancos de producción de poco espesor contra los que incide el haz. Debido al poco espesor y a la energía del haz incidente, los productos radiactivos creados pueden atravesar el blanco y salir con cierta energía del mismo. Este método es más rápido que el segundo, pero la tasa de producción es menor debido al menor número de átomos en el blanco. Como puede deducirse del nombre de la instalación, el método utilizado en ISOLDE es el segundo. A continuación se explica el proceso detalladamente.

En primer lugar, se toma un haz de protones proveniente del PS-Booster del CERN. En el CERN se crea un haz de protones pulsante con una intensidad de hasta 3×10^{13} ppp (protones por pulso), emitiendo un pulso de $2 \mu\text{s}$ de duración

cada 1.2 segundos aproximadamente. El PS-Booster es un sincrotrón, un acelerador circular de protones diseñado, en principio, para preacelerar los protones hasta la energía adecuada para optimizar la aceleración en el PS (Proton Synchrotron). Toma protones a 50 MeV procedentes del Linac2 y los acelera hasta una energía del orden de 1.4 GeV. Como se ha mencionado, este acelerador trabaja en un régimen de pulsos, que son acelerados y enviados a las diferentes líneas de salida. Dado que no todos los pulsos del PS-Booster se pueden inyectar en el PS, muchos pulsos (del orden del 50 %) se dirigen a la instalación ISOLDE. Esta derivación se realiza desde la sala de control en función de los requerimientos de los experimentos que se estén realizando en ese momento. Para organizar las entregas de los pulsos de protones estos se clasifican en *Superciclos*. Un superciclo es una serie de entre 10 y 25 pulsos. Los pulsos del superciclo se numeran y se derivan a las diferentes instalaciones los mismos pulsos de cada superciclo. Si además algún experimento del PS no necesita sus pulsos el número de pulsos dirigidos sobre el blanco de ISOLDE se puede incrementar. Esto no solo aumenta directamente la estadística, lo cual siempre es favorable, sino que también aumenta la eficiencia del proceso de extracción de los núcleos exóticos que se desea crear debido a que el incremento de temperatura provocado por el impacto del haz de protones favorece la difusión.

El aumento de eficiencia en el proceso de extracción se debe a la naturaleza del mismo. Los protones de 1.4 GeV se hacen incidir contra lo que se conoce como *Blanco de producción*. Este es un cilindro de 20 cm de longitud y 2 cm de diámetro compuesto por diferentes materiales en función del haz que se desee producir. Los protones de alta energía provocan reacciones de espalación, evaporación de nucleones, reacciones de fisión, fragmentación, ... Dando lugar a un amplio surtido de nuevos núcleos. Debido al grosor del blanco de producción, los productos quedan atrapados en el mismo, por lo que se necesita un modo de extraerlos del mismo. El proceso de extracción se lleva a cabo por difusión en el medio. Los productos de la reacción se difunden del blanco a través de un conducto macizo hasta la fuente de iones, donde la ionización se produce por intercambio de carga. Este proceso aumenta su eficiencia con la temperatura, por lo que se introduce un alto voltaje (60 kV) que, juntamente con la temperatura inducida por la colisión de los protones, garantice una temperatura suficiente para la extracción. Dependiendo de su composición ésta varía entre los 1000 y los 2000°C. Por esta misma relación entre temperatura y eficiencia es por la que, como se ha expuesto anteriormente, un aumento del número de pulsos por superciclo recibidos favorece la extracción, siendo esta mejoría más evidente si además los ciclos son consecutivos. Para evitar el gran aumento de la capacitancia del blanco polarizado a 60 kV (y no dañar el sistema de alto voltaje) con la llegada del haz de protones se suprime la diferencia de potencial aplicada y se mantiene de ese modo durante el impacto. Una señal llamada T1 se recibe justo antes del impacto de los protones e indica cuando se debe eliminar el voltaje, mientras que otra, llamada T2, indica que debe restaurarse. Ambas señales pueden utilizarse como referencia temporal de la llegada del haz para el análisis del experimento.

Una vez extraídos los núcleos son ionizados en la fuente de iones acoplada al blanco. Una vez producidos los iones de carga uno se aceleran bajo el efecto del electrodo a 60 kV. Seguidamente en el *Separador de masas* se selecciona el

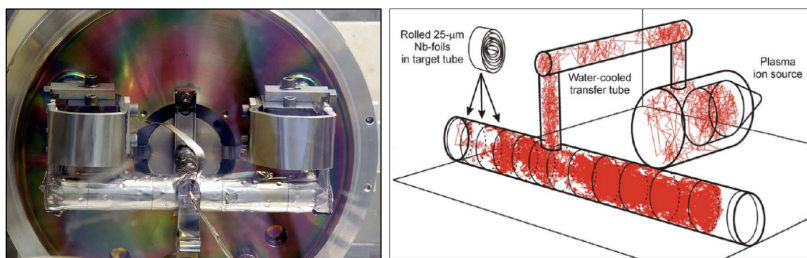


Figura 3.1: Fotografía de un blanco de producción de ISOLDE y esquema del sistema de extracción.

isótopo que se desea llevar a la zona de experimentación. Cabe recordar que mediante el uso de dipolos no se puede distinguir entre nucleidos con la misma relación q/A , por lo que es posible cierta contaminación proveniente de otros núcleos o sistemas ligados de tipo molecular (como es el caso de la molécula $^{16}\text{N}^{17}\text{N}$ como contaminante del ^{33}Ar). Del separador de masas, o bien se dirigen a las líneas de baja energía a 60 keV o son conducidos a una trampa de iones conocida como REXTRAP. En ella los núcleos se reagrupan para poder ser inyectados en REXEBIS, donde se lleva a cabo la ionización desde $1+$ hasta $n+$. [REX]

La siguiente etapa es la de aceleración del núcleo. Esta se lleva a cabo en un LINAC de tres etapas. La primera es un cuadupolo de radiofrecuencia (Radio Frequency Quadrupole, RFQ) que proporciona a las partículas una energía del orden de 0.3 MeV/u (MeV por nucleón), suficiente para poder ser inyectadas en el acelerador con estructura IH¹. Allí se alcanzan los 1.1 MeV y se pasa al resonador de 7 etapas (*Normal-Conducting 7-Gap Resonator*). Aquí se alcanzan hasta 2.2 MeV/u y se puede pasar al último resonador, de 9 etapas (*IH 9-Gap Resonator*) donde se pueden llegar a los 3 MeV/u finales.

Los procesos llevados a cabo en REX-EBIS y REX-TRAP son las que llevan un mayor tiempo, del orden de la decena de milisegundos, y son por tanto las que limitan la vida media de los isótopos que se pueden estudiar. Para información más detallada de este proceso se recomienda la web de REX-ISOLDE [REX]

3.2. Detectores de partículas cargadas

3.2.1. Introducción: Los detectores de silicio

El silicio es un material semiconductor con un gran número de aplicaciones en diversos campos. Los semiconductores se caracterizan por tener un pequeño gap, es decir una pequeña diferencia de energía entre su banda de valencia y su banda de conducción. Si se les aplica la suficiente energía (1.11 eV) los electrones pasan a la banda de conducción dejando un hueco en la banda de valencia. En estas condiciones el material se comporta como un conductor, permitiendo el

¹Un resonador IH consiste en una fase de aceleración lineal con diferentes cavidades conectadas alternativamente a lados opuestos de la estructura externa, proporcionando la diferencia de potencial.

desplazamiento de los electrones en un sentido y de los huecos en el otro. Para mejorar sus propiedades, se dopa el material con impurezas. Hay dos tipos de dopaje, los que aumentan el número de huecos y los que aumentan el número de electrones en la capa de conducción. El primero se conoce como dopaje p, mientras que el segundo como dopaje n. Al poner en contacto una zona dopada p con una dopada n se crea una unión pn, una zona en la que se equilibra la proporción de dopantes por difusión, creando lo que se conoce como una zona libre de carga espacial (ZCE), es decir, sin carga.

Para su aplicación como detector se le aplica a una oblea de silicio un dopaje p en la cara frontal y un dopaje n en la trasera. La radiación, al atravesar la ZCE, crea pares electrón hueco. Aplicándole al detector una polarización inversa, esto es, una diferencia de potencial con el borne positivo en el dopaje n y el negativo en el p se consigue aumentar la ZCE, incrementando el volumen de detección, y ayudar a la recolección de carga.

Mediante esta tecnología se pueden hacer detectores con un amplio rango de espesores comprendido entre las pocas micras hasta varios milímetros, lo que permite su aplicación para la detección en diversas aplicaciones.

La señal generada es una señal analógica de voltaje proporcional a la energía depositada por la partícula al atravesar el detector. Dado que esta energía es pequeña, la señal producida es débil, por lo que debe ser convertida en una señal tratable por la electrónica y para ser almacenada y procesada con ordenadores ha de ser digitalizada. Más adelante se explican los módulos electrónicos utilizados a tal efecto.

Como contrapartida, los detectores de silicio tienen lo que se conoce como *dead layer* (capa muerta), que son las superficies delantera y trasera del detector, en las que se hacen las conexiones para aplicarle el voltaje y entre las cuales está la ZCE. Al pasar por ellas la partícula pierde energía pero no se emite señal que pueda ser detectada. La energía perdida en estas capas debe ser sumada a la energía detectada para tener una correcta lectura de la energía que tenía la partícula antes de entrar en el detector. Vale la pena mencionar que para hacer una calibración precisa también se tendrá que calcular la energía perdida en la capa muerta por las partículas utilizadas para hacer la calibración, en especial si son partículas pesadas.

3.2.2. Detectores fragmentados: DSSSD

El hecho de que la radiación cree un par electrón hueco, y que ambos portadores sean recolectados implica que cada partícula cargada puede ser detectada tanto en la cara p como en la cara n. Esto se aprovecha en los detectores DSSSD para hacer un posicionamiento más fino de la deposición de energía. DSSSD significa *Double Sided Strip Silicon Detector*, detector de silicio segmentado de doble cara. Para su explicación se especificará el caso de un DSSSD cuadrado de 16×16 bandas. También son comunes los de 32×32 bandas y los conocidos como CD's, que tienen forma de corona circular, con las bandas frontales radiales y las traseras círculos concéntricos con incremento de radio constante. Cada banda tiene una lectura y una cadena electrónica independiente, por lo que

cada una de ellas es, a todos los efectos, un detector independiente de las demás.

En un DSSSD de 16×16 se divide la cara p en 16 bandas (strips) verticales y la cara n en 16 horizontales. Las bandas verticales permiten el posicionamiento del suceso en el eje X, y las horizontales en el eje Y. Gracias a esto, utilizando $16 + 16 = 32$ vandas, con sus 32 canales de electrónica asociados, se obtiene una pantalla de detección de $16 \times 16 = 256$ píxeles, lo que permite posicionar el suceso con una precisión del orden del milímetro (cada banda tiene una anchura de unos 3 milímetros).

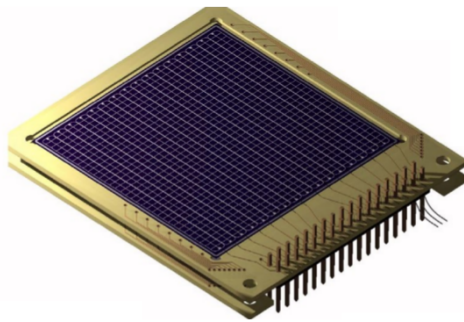


Figura 3.2: *DSSSD de 16×16 bandas.*

3.2.3. Configuración telescópico

Si una partícula se detiene en el detector, la señal que deja es proporcional a su energía e independiente de su carga y naturaleza, Si en cambio atraviesa el detector, la energía depositada depende de todos estos factores. Un telescopio es una pareja de detectores configurados para aprovechar este hecho para la identificación de partículas. Los dos detectores se colocan en serie, de modo tal que la partícula cargada deposita parte de su energía en el primero y el resto en el trasero. Al conjunto también se lo conoce como ΔE -E, ya que el primer detector se elige de poco espesor de manera que las partículas incidentes no se detengan y depositen sólo una parte de su energía (ΔE). Así pues, en función del experimento a realizar han de elegirse convenientemente los espesores de los detectores, garantizando que las partículas que estamos interesados en estudiar atraviesen el primer detector y se detengan en el segundo. Como puede verse en la ecuación 3.2.3, el recorrido de las partículas en el detector depende de la masa, la carga eléctrica de la partícula incidente y la energía inicial, con lo que se podrá identificar de qué partícula se trata viendo la energía depositada en el primer detector en función de la energía total de la partícula (que es la suma de la energía depositada en los dos detectores). A continuación se profundiza ligeramente sobre algunas especificaciones que conviene tener en cuenta a la hora de utilizar detectores como detector delantero o trasero en un ΔE -E.

$$R = a f(E); \quad a \propto \frac{1}{Mq^2} \quad (3.1)$$

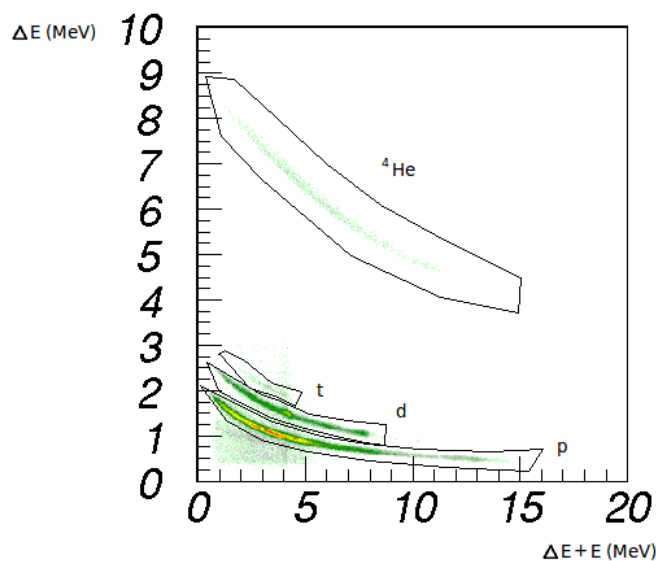


Figura 3.3: *Histograma bidimensional en el que se representa la energía depositada en el ΔE en función de la energía total. Pueden distinguirse las partículas α , los tritones, los deuterones y los protones*

Es importante diferenciar entre que un DSSSD tenga una cara delantera y una trasera y el que en un telescopio tengamos un detector delantero y un detector trasero. Debido a que recogen la señal proveniente de la misma deposición de energía en la oblea de silicio (una recoge los electrones y la otra los 'huecos'), la cara delantera y la trasera de un mismo DSSSD deben ser calibradas para obtener la misma lectura de energía en cada suceso registrado. En un telescopio, em cambio, la lectura del detector delantero y el trasero puede ser, y en general será, diferente.

Como detector delantero pueden utilizarse tanto detectores gaseosos como de silicio de muy poco espesor. Para la detección de partículas pesadas es común la utilización de los primeros. Al ser menos densos que los sólidos las partículas pueden recorrer espesores considerables perdiendo solamente parte de su energía. A pesar de eso, los avances en la tecnología han permitido la fabricación de detectores de silicio con unos espesores cada vez más reducidos, llegando a las 20 micras en los DSSSD o a la micra en configuraciones ΔE -E montadas en una sola oblea de silicio.

A la hora de elegir un detector u otro se tienen que tener en cuenta distintos factores. El primero a ser considerado, desgraciadamente, es el precio. Un DSSSD cuesta del orden de los 4000 euros, mientras que uno gaseoso puede ser construido en un laboratorio sin demasiado coste. Como se ha introducido anteriormente, estos últimos son los más adecuados para la detección de partículas cargadas pesadas que depositarían toda su energía en micras silicio. Los silicios, en cambio, son los más extendidos para la detección de protones y aportan

ventajas adicionales como el posicionamiento del suceso, permitiendo el seguimiento de su trayectoria y hacer correcciones más finas teniendo en cuenta la energía de *recoiling* del núcleo emisor o la capa muerta atravesada en función del ángulo de incidencia. También cabe destacar su mayor resolución

En muchos experimentos se necesita suponer que la emisión se produce desde un punto ya que no hay manera de conocer el lugar exacto desde donde la emisión tuvo lugar para poder estudiar correlaciones angulares. Utilizando dos detectores DSSSD en configuración de telescopio puede conocerse con mayor exactitud la dirección en que la partícula fue emitida, y con esto el lugar desde el que se produjo la emisión.

El detector trasero, por su parte, tiene la misión de recolectar la partícula que ha atravesado el delantero y pararla, de manera que esta deposite toda su energía él. Es por esto que suelen ser detectores de silicio, más denso que los gaseosos y precisando por tanto de menos volumen para parar completamente las partículas incidentes. El espesor necesario para el detector trasero depende de la naturaleza del experimento y del rango energético de las partículas emitidas. Son valores habituales para experimentos en Física Nuclear 1 mm, o 1.5 mm.

3.2.4. El modo anticoincidencia

La configuración ΔE -E puede utilizarse, también, para descartar sucesos que no son de interés para el estudio. Un ejemplo puede ser el estudio de la emisión de partículas cargadas tras una desintegración beta. Realmente no nos interesan las propias betas, solo las partículas, más masivas, emitidas por el núcleo hijo de la desintegración. Para obtener la información relevante y descartar las betas puede utilizarse una configuración ΔE -E con un detector delantero más grueso de lo habitual, suficiente para detener las partículas de nuestro interés, y uno trasero que recoja las demás, esto es, la radiación beta que no pudo ser parada en el primero. Mediante la utilización de un código de *sorting* se pueden seleccionar solamente los sucesos en anticoincidencia, esto es, aquellos que no lleguen al detector trasero puesto que es en los que se quiere centrar el estudio. En este modo, en cambio, no puede hacerse distinción entre los distintos tipos de partículas, si los hubiere, que depositaron toda su energía en el ΔE .

3.2.5. Silicon Cube

La parte esencial del experimento es la detección de partículas cargadas. Para ello se utilizaron detectores de silicio colocados en una estructura conocida como Silicon Cube[TEN2009]. La cámara de vacío la forman una estructura con forma de prisma cuadrado de aluminio y las dos placas del mismo material sobre las que se montan los detectores hacen las veces de bases del prisma. A la estructura prismática se le mecanizan unas perforaciones en dos de sus aristas para permitir la entrada del haz y el posicionamiento del blanco de deposición o de reacción. En su interior, se colocan 6 telescopios formando un cubo. En la figura 3.5 se aprecian algunos detectores montados, las tarjetas a través de las cuales se hace la lectura conectadas a la derecha, la entrada del haz en la esquina superior derecha y de los blancos en la superior izquierda y dos clusters

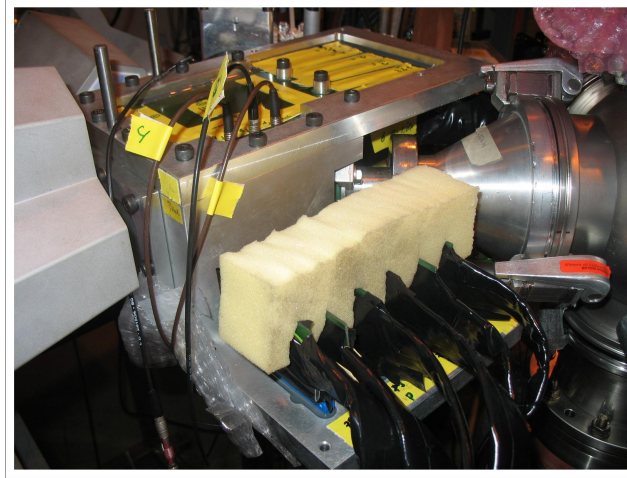


Figura 3.4: Fotografía de la cámara Silicon Cube montada.

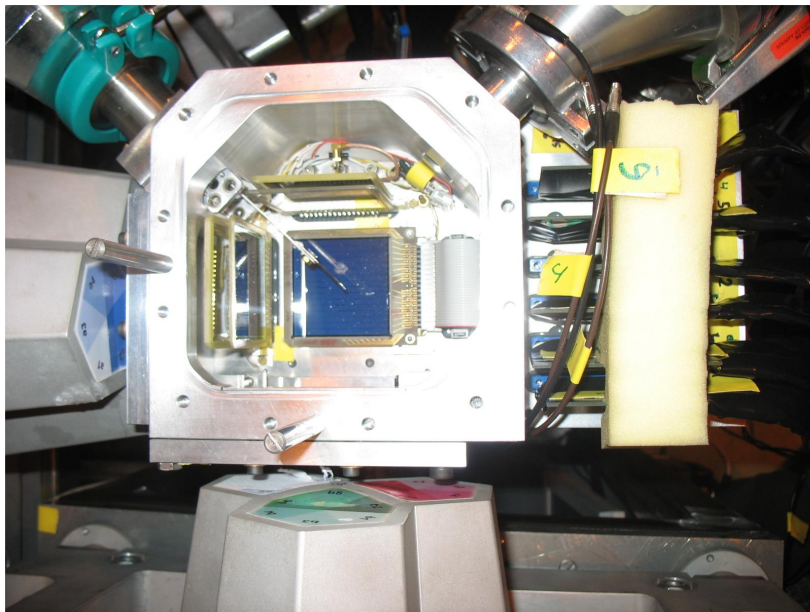


Figura 3.5: Silicon Cube a falta de la placa superior. Se trata de una cámara de vacío compacta en la que se colocan 6 telescopios en configuración de cubo. Se aprecia en la esquina superior derecha la entrada del haz y en la superior izquierda la entrada para el posicionamiento del blanco de deposición. A la izquierda y abajo de la imagen se aprecian los detectores de germanio de Miniball.

de Miniball.

La mayor proporción de los sucesos analizados en este experimento son protones emitidos tras la desintegración β de alguno de los mencionados isótopos del

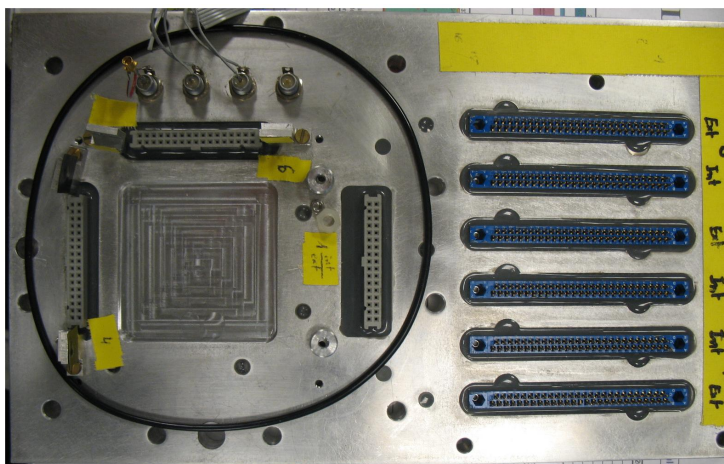


Figura 3.6: Placa sobre la que se montan los telescopios (conectores a la izquierda de la fotografía) y a la que se conectan las targetas para la lectura (conectores a la derecha).

Argón. Por esto, parte de la señal captada en nuestros detectores provendrá no del proton si no de la emisión del positrón que lo precede. La utilización de Silicon Cube trabajando en modo de anticoincidencia permite descartar los sucesos β que no son de interés para este estudio en concreto. En la sección 4.1.1 se introducen las especificaciones de los mismos.

3.3. Miniball: Detectores de radiación gamma

Miniball es un array de detectores de germanio de alta pureza multisegmentados destinados a la detección de radiación gamma. El germanio es un semiconductor y como tal tiene unas propiedades que permiten su utilización como detector de radiación electromagnética. En esta aplicación, los detectores de semiconductor se caracterizan por su alta resolución, que es del orden del keV en el rango de 0,5 a 10 MeV, lo que en valores relativos supondría algo del orden de 0,1%. Su eficiencia, en cambio, es mucho menor que la de otros detectores alternativos como son los centelleadores de NaI^2 , que tienen una resolución del orden del 10%. Por eso, dada la competitividad de la investigación actual es necesario tener información precisa sobre las energías a las que ocurren los procesos. Además de esto, el hecho de que cada vez pueden conseguirse haces más intensos y el aumento de cristales (que permite una cobertura de ángulo sólido cada vez mayor) suplen la problemática de la baja eficiencia.

El proceso de crecimiento de cristales de germanio de alta pureza es muy complicado. Además, para la creación de una pareja electrón-hueco necesita menos energía que el silicio, lo que aumenta su producción espúrea provocando una corriente de fuga mayor. Para reducir la excitación térmica y esta corriente

²De hecho la eficiencia de los detectores de germanio se suele indicar como la eficiencia comparada con la de un cristal de NaI de 3 pulgadas de diámetro y 3 pulgadas de espesor situada a 25 cm de la fuente. Son valores típicos entre el 25 y el 50%.

residual es necesario tener el germanio refrigerado a temperaturas criogénicas, siendo común la utilización de nitrógeno líquido (77 K) con este fin. Todos estos factores provocan un considerablemente encarecimiento de este tipo de detector. Es por esto que para la obtención de detectores grandes, como Miniball, se necesitan colaboraciones internacionales capaces de soportar la inversión. Miniball está instalado en ISOLDE y permite el análisis de la radiación electromagnética en experimentos de Física Nuclear a grupos de todo el mundo, principalmente de Europa.

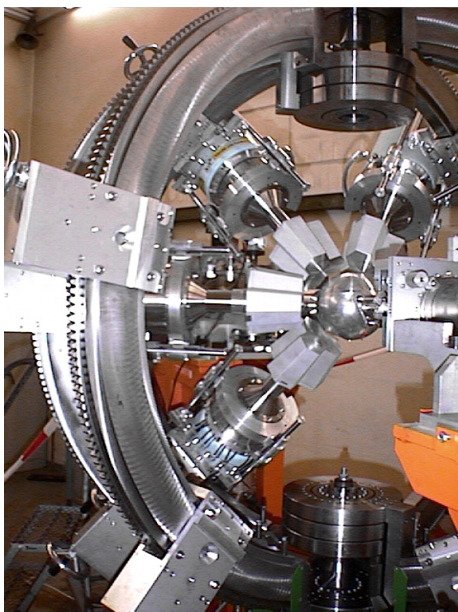


Figura 3.7: Imagen parcial de Miniball con la estructura esférica que soporta los detectores, cuatro detectores (en los que se aprecia que están formados por tres cristales hexagonales cada uno) y en el centro la cámara de reacción.

Miniball en particular está formado por 8 'agrupaciones' (comúnmente llamadas *clusters*) de tres cristales de Ge cada una. Los clusters se posicionan procurando abarcar el mayor rango en los ángulos ϕ y θ . En los experimentos llevados a cabo en un acelerador, la dirección del haz se convierte en una dirección privilegiada en el sistema de referencia laboratorio. Por ello, el ángulo θ es especialmente importante. Es el ángulo formado por la trayectoria de la partícula detectada y la del haz incidente. Ésta es la información angular más relevante (debido a la simetría axial alrededor de la dirección del haz, las medidas son independientes de ϕ , si no se introducen campos magnéticos u otros condicionantes). Por esto mismo, es el conocimiento de θ el que permite hacer las correcciones por el efecto Doppler en la emisión de radiación electromagnética debido al retroceso del núcleo tras el impacto. Cada uno de los cristales del cluster, a su vez, está segmentado en 6. Lo que esto significa es que cada cristal está dividido en 6 volúmenes de detección, cada uno de los cuales tiene un lectura de señal independiente. De este modo se permite hacer un *tracking* de la radiación, eso es, reproducir la trayectoria que ha seguido el rayo γ atravesando

los distintos segmentos y cuantificando la deposición de energía en cada uno de ellos.

3.4. La electrónica de adquisición

Como se dijo al explicar la tecnología de los detectores, es necesaria una cadena de electrónica para el tratamiento y la adquisición de la señal. A continuación se presenta una pequeña explicación del funcionamiento y las características más relevantes de los módulos utilizados.

- Preamplificador: Módulo utilizado para amplificar la señal adaptándola para su entrada en el amplificador. A la entrada de este módulo se tiene la señal proveniente directamente de los detectores. Ésta es una señal analógica de voltaje, proporcional a la energía depositada por la partícula en el área de detección. A la salida se obtiene una señal amplificada con la información de la energía depositada por la partícula. La forma del pulso obtenido del preamplificador tiene una rápida subida y una lenta bajada, característica de los circuitos con condensadores.

Es importante colocar los preamplificadores tan cerca de la cámara como sea posible para minimizar el ruido introducido en la señal por los cables entre los detectores y éstos, donde la señal es muy débil. Es importante, también, conocer el rango dinámico en el que van a trabajar, esto es, el rango de energías entre las que las partículas incidentes van a estar.

- Amplificador: Como el nombre del módulo indica, la señal se amplifica, multiplicándola por una cantidad también variable que se conoce como ganancia (*Gain*). Efectivamente, en el preamplificador ya se lleva a cabo esta función, pero en él esta señal solamente se amplifica, no se le hace ningún tratamiento adicional. A pesar de eso, para su correcto procesamiento, es recomendable que la señal tenga una forma aproximadamente gaussiana. La señal de salida del preamplificador no tiene esta forma, por lo que en el amplificador, además de la función ya nombrada, se convierte la señal en gaussiana, optimizándola para su tratamiento. La señal del preamplificador se integra durante un tiempo que se conoce como Shaping Time (que puede regularse en el módulo) dándole la forma deseada. Su valor debe ser ajustado para asegurar que la amplitud de la señal a la salida está comprendida en el rango de valores que el ADC puede leer, que suele estar en el rango de 0 a 10 V.

Además de esta señal, conocida como señal de energía y contiene la mayor parte de la información del suceso, se genera también en este módulo una señal rápida. Esta señal, también conocida como temporal, se trata de una señal cuadrada de corta duración. A partir de las señales rápidas generadas en los diferentes amplificadores se genera el *trigger*.

- ADC: Analog to Digital Converter. Transforma la señal de entrada analógica, una amplitud de voltaje, en una señal digital mediante la comparación

de la misma con una señal de referencia. En este punto se define el concepto de canal. A cada amplitud de la señal de referencia se le asigna un número de canal. Es habitual dividir el rango de amplitudes de la señal de entrada (10 V, aproximadamente) en potencias de 2 (2^n), 4096 canales, por ejemplo. La amplitud de la señal de referencia va aumentando una cantidad fija paso a paso (del orden de los 2 mV). En el momento en que la amplitud recibida es menor que la de referencia se le asigna el número de canal correspondiente.

El ADC lleva a cabo este proceso al recibir una señal de *trigger* (disparador). El trigger es una señal lógica que indica a los ADC (así como a los TDC) que deben registrar lo que reciben. Sin señal de trigger, los ADC's no leen nada. El trigger es una señal cuadrada de larga duración (lo que se conoce como una ventana) durante la cual se permite la entrada de señales de energía. El ADC lee mientras la ventana está abierta y una vez esta se cierra empieza la digitalización de la señal. Así pues, es muy importante definir qué señales se introducen en el trigger. En los experimentos de este tipo, el trigger es común a todos los ADC's. Cuando se abre la ventana, se abre para todos ellos, permitiendo detectar sucesos en coincidencia. A su vez, si la señal de un detector no está introducida en el trigger solamente veremos lo que en él se detecta cuando se dé en coincidencia.

Es importante, durante la preparación de un experimento, comprobar el correcto funcionamiento de toda la lógica, cuidando que las ventanas se abran adecuadamente y que la señal de energía caiga completamente dentro de ellas. También es conveniente asegurarse que el impulso recibido tiene la forma esperada y si no es así intentar detectar la fuente de la perturbación. Para realizar todas estas comprobaciones se utiliza un módulo generador de pulsos (*pulser*) y un osciloscopio para la comprobación visual. Los pulsos generados se introducen en los preamplificadores y simulan la señal del detector a través de la cadena electrónica.

- FIFO: Fan In- Fan Out. Este módulo se utiliza para la implementación de la lógica de trigger. Puede actuar como una puerta OR, dando un output suma de hasta cuatro inputs o hacer la función de regleta, sacando diferentes outputs de un solo input para darle diversos usos a una misma señal. Es necesario el uso de este módulo para que la amplitud de la señal no disminuya ni aumente en exceso y para que conserve una forma adecuada.
- G&D: Gate and Delay. Es un módulo cuyo objeto es generar señales retrasadas en el tiempo y crear ventanas (*gates*) a partir de las señales rápidas. Al recibir una señal de este tipo, abre una ventana. Esta ventana es una señal de voltaje constante, utilizable, por ejemplo, para mantener el ADC en modo de lectura. La longitud en el tiempo puede ser determinada por el usuario. De este módulo también puede extraerse una señal de corta duración generada al final de la ventana (*endmarker*), que es una réplica de la señal inicial, pero retrasada el tiempo deseado. Con todo, hay un margen de maniobra que permite hacer coincidir la señal que desea estudiarse dentro del intervalo de lectura y evitar que entren en el mismo otras

no deseadas.

- Scaler. Cuenta el número de triggers registrados en un periodo determinado de tiempo. Tiene diferentes canales, lo que permite contar simultáneamente el número de cuentas de diferentes señales de interés.
- TDC: Time to Digital Converter. Recibe la señal de tiempo procedente del amplificador y la digitaliza, asignándole un canal en función del tiempo transcurrido entre la apertura de la ventana y la recepción de la señal.
- TFA: Time Filter Amplifier. Amplifica la señal temporal que proviene del amplificador y le da forma de manera que la resolución temporal sea mayor.
- CFD: Constant Fraction Discriminator. Este dispositivo electrónico se utiliza para que la diferencia de amplitud entre señales no sea influyente para determinar el momento en que se emite la señal temporal. Para entender la necesidad de este módulo hay que saber que el tiempo de subida y de bajada de una señal es característico del preamplificador y no depende de su amplitud. Así pues, supongamos que tomamos dos picos simultáneos de diferente altura. Un criterio para emitir la señal temporal podría ser el momento en que la señal supera una amplitud umbral. Dado que el tiempo de subida no depende de la amplitud, el pico más alto tiene más pendiente, es decir, sube más rápidamente que el menor. Debido a esto, la señal superará antes el umbral parecerá anterior. El CFD recoge la señal de entrada y hace una copia idéntica. Una de las dos señales es invertida. La otra se retrasa y a continuación se suman las dos. La señal resultante es una señal bipolar, con una diferencia de potencial respecto a la tierra negativa en los primeros instantes y positiva a partir de cierto punto. El punto en que esta señal pasa de negativa a positiva no depende de la altura de la señal original y puede tomarse como referencia temporal.
- Three Fold Logic. Es un módulo con tres circuitos para la implementación de la lógica necesaria mediante la utilización de puertas OR y AND.

Capítulo 4

Calibración y puesta a punto.

Desde el punto de vista de la electrónica un experimento de este calibre supone un reto. A todos los efectos se tienen 198 detectores de partículas cargadas (32 strips x 6 detectores delanteros + 6 detectores traseros) y 54 detectores de radiación gamma (3 clusters x 3 cristales x 6 segmentos). El resultado del experimento depende de una correcta puesta a punto, habiéndose de controlar los diferentes aspectos de los dispositivos presentes en la cadena electrónica. Es crucial, a su vez, asegurarse de que se optimizan sus prestaciones, garantizando que no se sobrepasan sus umbrales, lo que provocaría su saturación, pero aprovechando al máximo su rango dinámico.

Como primer eslabón de la cadena de detección, es esencial, antes de emprender el análisis, caracterizar los detectores. Hay cuatro aspectos principales de los detectores que han de ser considerados para su caracterización y con los que se ha de ser especialmente cuidadoso a la hora de sumar respuestas provenientes de diferentes detectores:

- **Calibración:** La respuesta almacenada procedente de cada strip del detector de silicio (o segmento de germanio en el caso de Miniball) es un número de canal tal y como se ha explicado en el funcionamiento de los ADC. Calibrar es invertir esta adjudicación, es decir, es hacer la conversión de canales a energía.

Para llevarla a cabo se necesita asignar a los picos de un espectro tomado con el montaje experimental una energía conocida. En general se utilizan fuentes de radiación alfa que emitan a diferentes energías (fuentes triple-alfa, entre otras), de modo que cubran un rango de energías considerable. Estas fuentes tienen la ventaja de proporcionar espectros muy limpios, en los que el ruido es puramente electrónico y en la mayoría de casos pueden fijarse umbrales por encima de los cuales es despreciable. Por otro lado, la calibración con estas fuentes no puede hacerse durante el experimento. Su utilización se restringe al principio del experimento o al final del mismo (y a ambos cuando es posible). En ocasiones se producen alteraciones

en la electrónica durante el tiempo transcurrido desde la toma de datos hasta la calibración, lo que limita la calidad de la calibración en cuestión y, consecuentemente, de los datos. Un valor añadido de la calibración utilizada para este análisis es que se ha realizado también utilizando una fuente interna de calibración, esto es, con algunos de los picos conocidos de los mismos espectros analizados. Haciéndolo de este modo se evitan los posibles errores introducidos en la manipulación del montaje experimental entre la calibración y la toma de datos, ya que pueden utilizarse medidas tomadas a lo largo de todo el experimento para calibrar.

- **Determinación del umbral de detección:** Ha de identificarse el umbral a partir del cual las cuentas de cada detector se corresponden con sucesos de interés o fiables. Los ADC ya introducen un umbral de por sí, pero a los espectros que estos proporcionan suele ser necesario hacerles cortes más restrictivos. Espesor, amplificación electrónica y eficiencia son factores que pueden influir en la posición del umbral.
- **Resolución:** Según el criterio de Rayleigh, dos picos de un espectro están resueltos cuando la distancia entre sus centroides es igual o mayor que su anchura a la media altura (Full Width at Half Maximum, FWHM). La resolución es mejor cuanto menor es la FWHM. Una manera de evaluar las calibraciones es observar si la suma de los espectros de dos detectores provoca una pérdida de resolución (ensanchamiento de los picos).
- **Estabilidad:** Capacidad de la respuesta del detector de no fluctuar a lo largo del tiempo. Las más importantes son las fluctuaciones en amplificación (que se traducen en desplazamientos de los picos a lo largo del espectro, haciendo necesarias calibraciones diferentes para los diferentes momentos) y en intensidad (que dificultan la comparación del área de diferentes picos). Si alguna fuente externa introduce ruido electrónico de manera variable, el espectro también puede sufrir modificaciones apreciables.
- **Equivalencia de Ángulo Sólido:** Para calcular las intensidades relativas hay que tener en cuenta el ángulo sólido subtendido por los detectores. Un ejemplo de esto es la necesidad de conocer cuántos detectores cubren cada ángulo, ya que si hay el doble de detectores cubriendo un rango angular que cubriendo otro, se ha de normalizar en consecuencia, con el objetivo de extraer información normalizada dependiente únicamente de la física, libre de las condiciones del experimento en la medida de lo posible.

4.1. Estabilidad

Las fluctuaciones en la amplificación suponen una limitación a la calibración. Hacer una calibración utilizando datos del principio del experimento puede introducir cierto error en el análisis de los datos tomados al final del mismo, dependiendo de cómo se comporte el conjunto detectores-electrónica. Para considerar la necesidad de hacer calibraciones diferentes en función de cuándo se tomaron los datos se precisa un análisis de estabilidad de los detectores.

En la figura 4.1 se muestra el análisis llevado a cabo para los detectores 4, 5 y 6 (ver posición en figura 4.2. Se cogió una strip de cada detector y se buscó la

posición del pico de 3171.7 keV en 7 runs espaciados en el tiempo. En la figura se toma como $t=0$ la hora a la que empieza el primer run que se analiza (run 26).

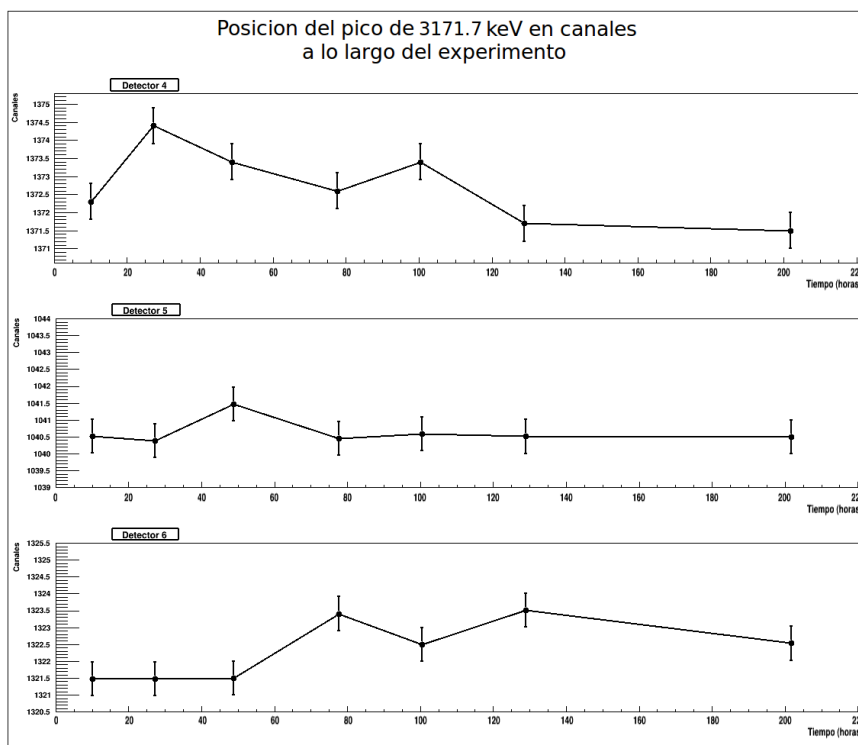


Figura 4.1: Evolución temporal de la posición en canales del pico a 3171.7 keV en la strip 7 de los detectores 4 (arriba), 5 (centro) y 6 (abajo). Se toma como $t=0$ la hora a la que empieza el primer run que se analiza (run 26).

En la figura se puede apreciar la ausencia de grandes variaciones o de una evolución temporal clara. A pesar de eso, para hacer determinaciones precisas de energía deberán tenerse en cuenta estas variaciones que tienen una amplitud máxima de 2 canales, lo cual nos podría llevar aproximadamente 4 keV por encima o por debajo del valor real que se desea conocer, perdiendo la precisión que se desea alcanzar. Esto deberá tenerse en cuenta en fases más avanzadas del análisis.

4.2. Determinación de umbrales

El umbral de un detector es el canal por debajo del cual los sucesos registrados no son de interés. Se pueden fijar umbrales en los ADCs o en los programas de análisis. La información contenida en los canales por debajo del umbral de los ADCs es ignorada por el sistema de adquisición, lo que reduce el tiempo muerto durante la toma de datos, mientras que el umbral en el programa de

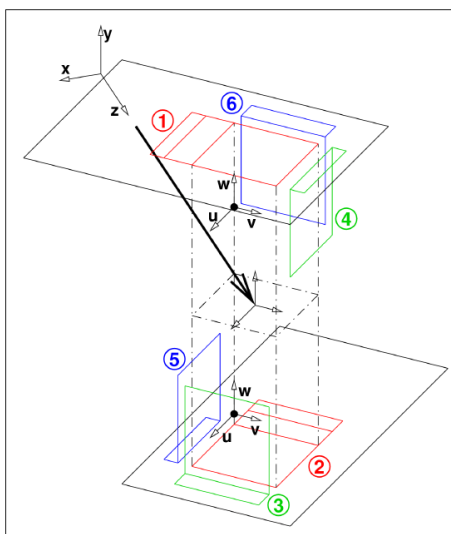


Figura 4.2: *Disposición de los detectores.*

análisis agiliza este último. En general, el factor determinante para su definición es la presencia de ruido electrónico. Una manera de determinar el umbral de cada detector es utilizando las fuentes α , dado que su espectro es especialmente limpio a bajas energías. Así pues, dado que en la figura 4.3 se muestra un espectro de radiación α claramente por debajo de los tres picos de la fuente triple alfa, todo lo que se observa en la figura es ruido. El criterio elegido para introducirlo en un programa y discernir qué es ruido y qué no lo es ha sido el siguiente:

- Se ha considerado que los ADC's tienen un umbral propio.
- Se ha buscado el primer canal con más de una cuenta (que siempre se corresponde con el inicio de la 'zona ruidosa').
- Se ha considerado el fin de la zona ruidosa el lugar del espectro en el que integrando 50 canales no se obtienen más de dos cuentas.
- Se ha comprobado que la zona que se ha cortado no sea mucho mayor ni mucho menor que la que intuitivamente uno cortaría mediante análisis visual del espectro de radiación de la fuente α , corroborando que es un buen criterio.
- Se ha introducido el corte del umbral en los espectros de argón y se ha observado que hay cuentas no identificables como picos que se extienden a canales mayores que en el caso de las alfas. Su origen es, probablemente la radiación β que precede a la emisión de los protones. Aunque en principio no estamos interesados en la radiación β , esta información podría ser relevante en alguna fase del análisis. Además, dado que algunos objetivos del experimento pasan por observar sucesos a bajas energías, se descarta ampliar el umbral.

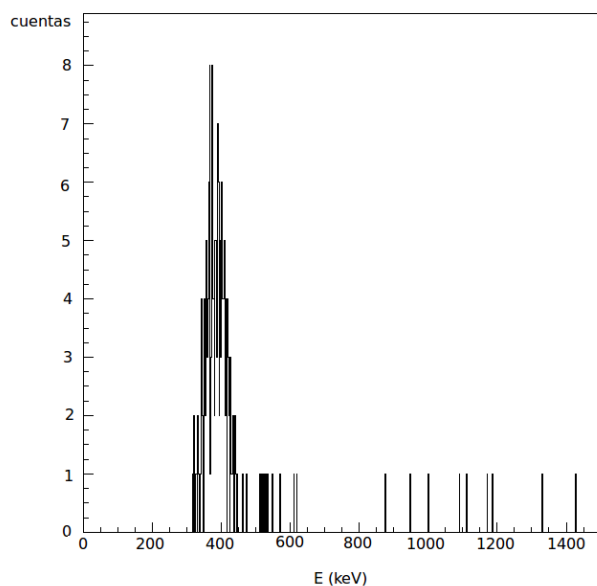


Figura 4.3: *Espectro de fuente triple-alfa a bajas energías. Todo lo que se observa en la imagen es ruido.*

El fijar un umbral diferente para cada detector es un factor que se tiene que tener en cuenta a la hora de sumar espectros. Habrá rangos energéticos que estarán por encima del umbral de todos los detectores. Otros, estarán por debajo del mismo en todos los casos. Entre estas dos, hay una zona en la que debe tenerse especial cuidado, ya que los sucesos en ella pueden ser detectado por algunos detectores (con umbral bajo) y no por otros (con umbral alto). Para reproducir intensidades relativas entre picos de estas zonas se debe tener en cuenta cuántos detectores son capaces de detectarlos y multiplicar el valor obtenido por un factor de normalización que permita la comparación con el resto del espectro.

4.3. Calibración

Las diferentes bandas no responden de igual modo ante un mismo suceso. Pequeñas diferencias en el voltaje aplicado, diferencias en la resistencia que ponen al paso de corriente, temperatura y otros factores provocan que cada strip de cada detector deba ser tratada independientemente de las demás. Debido a la gran cantidad de estas, es recomendable la implementación de algún código con el que se puedan llevar a cabo las acciones convenientes sobre todas las strips al mismo tiempo. Ese ha sido el grueso del trabajo realizado durante este año.

Se propuso, como se ha expuesto anteriormente, llevar a cabo una calibración interna, es decir, calibrar los detectores utilizando los propios espectros que serán objeto de estudio. Para ello se utilizaron los espectros procedentes de la desintegración del ^{33}Ar por diferentes motivos:

1. Para este núcleo se tenía información más precisa de las energías de los estados excitados del ^{33}Cl [NDS,DOM2010], lo que permite determinar con precisión la energía de los protones.
2. La producción es alta y ha permitido adquirir esa masa con una cierta regularidad a lo largo del experimento y así comprobar la producción y la linealidad y la estabilidad de la electrónica. Esto no es posible con las fuentes alfas, ya que se requiere romper el vacío para introducirlas.
3. Dado que estamos estudiando un espectro de protones y es mejor usar de referencia un espectro de protones ya que la respuesta para alfas y protones difieren en una pequeñísima cantidad [SCH1993], pero evita esa corrección.

Así pues, los protones se emiten en la desintegración del ^{33}Cl . La desintegración beta del ^{33}Ar puebla diferentes estados excitados del ^{33}Cl que pueden desexcitarse mediante la emisión de un γ o mediante la emisión de un protón, siempre que la energía de dicho estado sea superior a la energía de separación de un protón del ^{33}Cl para formar $^{32}\text{S} + p$ [NDS]:

$$S(p) = 2276,7(5)\text{keV} \quad (4.1)$$

A partir de las energías aceptadas en [NDS] se calcula la energía que tiene el protón detectado. Dado que la masa del núcleo padre no es excesivamente grande, es importante tener en cuenta el retroceso del núcleo para determinar la energía de la partícula incidente. La fórmula es la siguiente:

$$E_p = (E_{\text{level}} - S(p)) \times \frac{M(^{32}\text{S})}{M(^{32}\text{S}) + m_p} \quad (4.2)$$

Con $M(^{32}\text{S}) = 31.972071$ u.m.a. y $m_p = 1.007825$ u.m.a.

E_{proton} (KeV)	E_{nivel} (keV) [NDS]	J π	B.R. (%)
1642.7 (5)	3971.2 (2)	3/2 +	0.40
3171.7 (6)	5548.4 (4)	1/2 +	31.0
2096.2 (5)	4439.0 (2)	1/2 +	2.70

Tabla 4.1: *Transiciones utilizadas para la calibración del espectro. Los errores son los calculados directamente mediante la propagación del error del valor aceptado. El último pico que se especifica se utiliza para una calibración previa explicada en la sección 4.1.3.*

En este trabajo se presentan dos calibraciones diferentes. A continuación se explica la primera, que utiliza dos picos para la calibración final. Como se verá, ésta es precisa para el rango energético entre los dos picos utilizados para la calibración, mientras que empeora a medida que extrapolamos a energías superiores. Es por eso que se decidió hacer otra calibración añadiendo dos picos más a mayores energías, haciendo más fiable el análisis de esta zona del espectro. Las modificaciones añadidas para implementar esta segunda calibración se especifican en el apartado 4.3.8.

Se eligen los dos picos con mejor resolución en los espectros y otro con mucha intensidad para hacer una calibración previa que más adelante se explicará. Estos provienen de los niveles que se especifican en la tabla 4.1. Cabe destacar la gran frecuencia con la que se puebla el estado a 5548.4 keV. Esto se debe a que es el IAS (*Isobaric Analog State*) del ^{33}Ar , teniendo una función de onda de spin e isospin igual (y por tanto sólo divergen en las limitaciones que la simetría de isospin tiene a estos niveles, es decir, efectos de la repulsión coulombiana debido a la diferencia de carga entre el núcleo padre, con Z , y el hijo, con $Z-1$).

Para realizar esta calibración se decidió escribir un programa que encontrara estos dos picos del espectro y trazara una recta de calibración asignándoles la energía conocida a la que se encuentran al canal en el que se observa. Para ello se partió de un programa que utilizaba fuentes de radiación α para hacer la calibración, desarrollado en la Universidad de Aarhus y escrito en FORTRAN, y se modificó para adaptarlo al caso de interés, intentando en todo momento que fuera utilizable para el mayor número de aplicaciones mediante simples modificaciones de parámetros en el mismo.

Esquemáticamente, el procedimiento que se ha seguido para calibrar cada banda de los detectores es el siguiente.

- Introducir la geometría de los detectores: tamaño, posición, espesor y capa muerta.
- Calcular la energía depositada en la capa muerta en función de la posición de la banda en el detector, de su espesor y de la energía de la partícula incidente.
- Buscar los puntos más altos del espectro en los canales claramente por encima del ruido y hacer una calibración previa con la que se puedan localizar otros picos del espectro menos intensos pero mejor resueltos.
- Hacer una calibración previa utilizando estos picos.
- Localizar los picos con los que se desea hacer la calibración final.
- Ajustar una gaussiana a cada uno de los picos.
- Hacer la calibración final.
- Analizar los resultados de la calibración.

4.3.1. Geometría de los detectores

En la tabla 4.2 se introducen la geometría y las características principales de los detectores:

Las características más relevantes de los detectores de partículas cargadas utilizados son:

- Tipo de detectores:

Detector	Espesor (μm)	Reference	DL ¹ (μm)	Back DL (μm)	Area (mm^2)	Eff. Area (mm^2)
Δ E 1	69	2335-6	0.1	0.65	2450.25	2304
Δ E 2	288	288 μm	0.65	0.65	2450.25	2304
Δ E 3	300	2496-1	0.65	0.65	2450.25	2304
Δ E 4	287	MSL 1857-5	0.65	0.65	2450.25	2304
Δ E 5	494	1856-16	0.65	0.65	2450.25	2304
Δ E 6	296	BOV.2475-6	0.1	0.65	2450.25	2304
E 1	1500	E15	0.65	0.65	2450.25	2350
E 2	1498	E11	0.65	0.65	2450.25	2350
E 3	1510	E14 2280-27	0.65	0.65	2450.25	2350
E 4	300	B4216	0.65	0.65	2450.25	2350
E 5 ²	300	Bdx48028	0.65	0.65	2450.25	2350
E 6	1473	E11	0.65	0.65	2450.25	2350

Tabla 4.2: *Especificaciones técnicas de los detectores de silicio utilizados en el experimento IS476.*

¹: DL significa Dead Layer, capa muerta del detector en la que no se detecta.

²: No funcionó durante el experimento.

- Detectores frontales DSSSD de 16×16 bandas. Cada banda tiene una longitud de 49.5 mm y un ancho de 3mm. Existe un espacio de 0.1 mm entre strips en los cuales no se puede detectar carga.
- Detectores traseros PAD de 1 mm de espesor.
- Espesor de la capa muerta. En los DSSSD habituales la capa muerta viene dada por dos factores:

Por un lado están las conexiones para la alimentación de los detectores y la lectura de la señal. Una manera de realizar las conexiones es mediante una lámina de aluminio homogénea que cubra el detector, dividiéndola de manera que no mezcle las lecturas de bandas contiguas. Esta lámina tiene un espesor de 200-300 nm. También puede sustituirse la lámina homogénea por una malla. Esta modificación supone una ventaja ya que la malla tan solo cubre un 4% de la superficie efectiva del detector. Por otro lado se pasa de tener una capa muerta homogénea a tener una capa muerta variable. Esto podría traducirse en la presencia de un pico satélite. Se trataría de un pico del orden del 4% del principal desplazado ligeramente a bajas energías (ya que atraviesa más capa muerta). Con la resolución de los detectores no se ha podido observar este pico satélite en ningún caso. Solamente en la cara frontal de los DSSSD 1 y 6 se utilizó este tipo de contacto. Las conexiones de la cara trasera de todos los detectores utilizados son de tipo lámina, ninguna tipo malla. Esto se tiene que tener en cuenta a la hora de calibrar los detectores traseros, al calcular la capa muerta atravesada por las partículas antes de alcanzarlos.

El otro factor que influye en la capa muerta es la profundidad a la que se implantan los elementos dopantes del silicio. Vemos en la tabla 4.2

que entre los DSSSD tenemos dos tipos de detectores. $\Delta E1$ y $\Delta E6$ son detectores del tipo *thin dead layer*, es decir, capa muerta delgada. En ellos las conexiones se realizan con una malla y se implantan impurezas a 100 nm en la cara frontal. La cara trasera está cubierta con una lámina de aluminio y las impurezas están depositadas hasta una profundidad de 400 nm. Estas mismas son las especificaciones para ambas caras de los otros 4 detectores DSSSD.

- Posición de cada detector respecto del blanco y orientación. Conociendo esta información junto con el espesor de la capa muerta se pueden hacer los cálculos de ángulo sólido subtendido por cada detector y el ángulo de incidencia, a través de lo cual podemos calcular la trayectoria de la partícula al atravesar la capa muerta y hacer una estimación precisa de la energía que en ella ha depositado.

Los detectores delanteros son cuadrados con 4.95 cm de lado y la distancia del centro de los mismos al blanco (concretamente al punto de deposición del haz en la lámina de carbono) es menor que 4 cm para todos ellos. Esto da una idea de lo compacta que es la geometría y de la gran cobertura en ángulo sólido que esta proporciona. Por otro lado, implica que la capa muerta atravesada por las partículas varía en gran medida en función de la posición de la strip en el detector.

4.3.2. Correcciones de capa muerta

El volumen de detección es menor que el volumen físico de los detectores debido a la presencia de la capa muerta. Desde el punto de vista de la calibración, la capa muerta es un inconveniente. Al atravesarla las partículas depositan energía del mismo modo que lo hacen al atravesar el resto del silicio, con la diferencia de que en ella no producen señal. Si estudiamos partículas que se detienen completamente en el detector, como es necesario hacer para calibrar, se ha de tener en cuenta que parte de la energía ha sido depositada en la capa muerta y ésta debe ser añadida a la que sí se detecta para reproducir la que poseía la partícula antes de incidir en el detector. Así pues, hay que tener en cuenta la influencia de este volumen en dos etapas. En primer lugar, para la calibración, la energía que se le debe asignar al pico siempre es menor que la de la bibliografía, debido a las mencionadas pérdidas. En la fase de análisis se le debe añadir a la energía obtenida por la calibración la energía perdida en la capa muerta. En la figura 4.4 se muestra un diagrama explicativo de los pasos a seguir para realizar una calibración teniendo en cuenta las capas muertas.

El factor que hace de la corrección de capa muerta un problema no trivial es que, dependiendo del tipo de detector, de su posición, la energía incidente y de la posición de la banda en el detector la deposición de energía puede variar apreciablemente. Utilizando el software libre SRIM se obtienen tablas de pérdida de energía por unidad de longitud con las que se puede simular la energía perdida en cada caso y, con ello, calcular la energía que se debe asignar al pico en cada espectro.

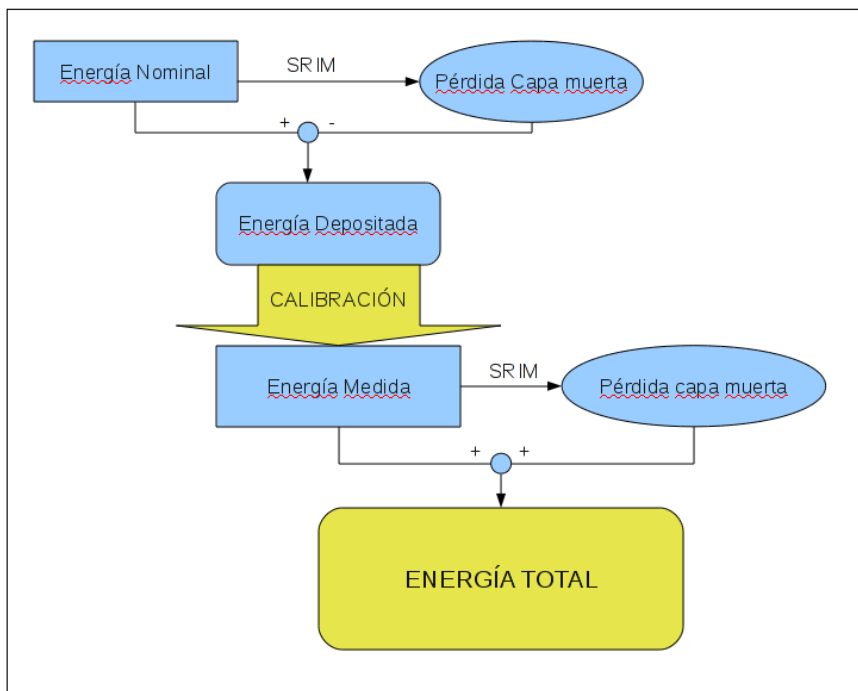


Figura 4.4: *Diagrama explicativo de los pasos a seguir para calibrar teniendo en cuenta la energía depositada en las capas muertas. se observa que es necesario reañadir la energía perdida en el análisis.*

La pérdida de energía de una partícula cargada en el medio se produce, mayormente, por la ionización de los átomos del mismo. Cuanta más energía lleva una partícula, menos siente la nube electrónica a su alrededor, por lo que la pérdida de energía por unidad de longitud es menor. Consecuencia de esto es que a medida que la partícula va penetrando en el detector y va perdiendo energía, la pérdida de energía por unidad de longitud aumenta. Para tener este efecto en cuenta, en el programa desarrollado se ha dividido la capa muerta en un número variable de pasos (*steps*). Se recalcula la energía de la partícula al final de cada paso y a partir de esta se calcula la pérdida de energía por unidad de longitud del siguiente.

Para rellenar los histogramas para el análisis es necesario, como se ha comentado, llevar a cabo el proceso inverso, esto es, añadir la energía de la capa muerta en el suceso a ser analizado. Aquí se vuelve a dividir la capa muerta en pasos, pero se hace el recorrido en el otro sentido: A partir de la energía detectada se calcula la energía al principio del paso, y a partir de esta la del paso anterior y sucesivamente. Se planteó la posibilidad de que esto llevara a discrepancias entre el valor obtenido y el utilizado para la calibración por el siguiente motivo (ver Figura 4.5). Al calcular la pérdida en un segmento a partir del valor de la energía antes de atravesarlo obtenemos un valor menor que el obtenido al calcular la pérdida a partir de la energía que tiene una vez lo ha atravesado, debido a que el poder de frenado que utilizamos para el cálculo es

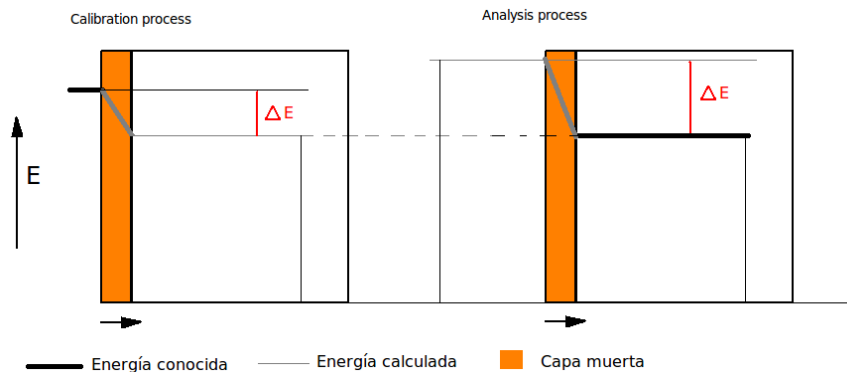


Figura 4.5: Esquema de la pérdida de energía en la capa muerta calculada en el proceso de calibración y en el proceso de análisis. En el proceso de calibración (izquierda) la energía conocida a partir de la cual calculamos la pérdida por unidad de longitud es la que tiene la partícula antes de llegar al detector. En el proceso de análisis se conoce la lectura del detector, a partir de la que se calcula la pérdida y la energía de la partícula antes de impactar. Vemos que en el último caso, como la pérdida de energía por unidad de longitud es mayor cuanto menor es la energía de partida, la cantidad añadida es mayor que la sustraída para la calibración. Se comprobó que este efecto no es relevante para esta calibración debido a que se introdujo un número suficiente de pasos para el cálculo.

mayor cuanto menor es la energía utilizada para el cálculo. Se comprobó que este efecto no es relevante para esta calibración debido a que se introdujo un número suficiente de pasos (10) para el cálculo.

Dado que las bandas son alargadas, en el programa se tiene en cuenta que la energía perdida depende de en qué punto del detector incide la partícula. Esto se hace considerando las bandas transversales de la otra cara del detector. Se calcula la capa muerta atravesada por la partícula para el suceso en coincidencia con cada una de las bandas transversales y a continuación se pondera en función del ángulo sólido subtendido por el píxel en cada caso. En la fase de análisis puede hacerse de este modo o en lugar de ponderar para todos los píxeles de una banda, directamente sumar la energía depositada correspondiente al píxel en el que se detecta el suceso. La diferencia no es sustancial (0.2 keV), y en cualquier caso, se ha considerado más riguroso sumar la energía siguiendo el mismo procedimiento que se sigue para restarla.

4.3.3. Búsqueda de máximos y primer ajuste lineal

La manera más simple de identificar picos en un espectro es localizando los canales con mayor número de cuentas. Este método no es útil en nuestro caso debido, principalmente, a que los picos mejor resueltos no son los que más cuentas tienen. En particular el pico de 3171.7 keV sí que destaca y es fácilmente identificable, pero el pico de 1642.7 keV es menos intenso que un pico que se observa a 2096 keV. Éste último se cree que puede ser un pico compuesto de-

bido a partículas de dos energías distintas, haciéndolo poco recomendable para su uso en la calibración de energía.

Por otro lado, hay que tener en cuenta que el ruido a bajas energías puede ser mucho mayor que las cuentas debidas a sucesos físicos de interés. A esto, en este caso, se le tienen que añadir la presencia de radiación β que deja poca energía en el detector y aumenta el número de cuentas en los canales bajos del espectro. Por estos motivos, deberán hacerse cortes para dejar fuera las zonas bajas del espectro que puedan dificultar la labor de identificar las zonas con más cuentas como picos que efectivamente lo sean.

Solucionar el problema del ruido para la calibración es sencillo. Se observa manualmente por debajo de qué canal no está el pico de 1642.7 keV en ninguno de los detectores y se hace un corte de los datos que queden por debajo. Eliminado el problema de las cuentas a baja energía queda introducir al programa la manera de que identifique el pico aún sin ser el más intenso, ya que este se encuentra en un canal diferente en cada banda. Esto se solucionó realizando una calibración en dos pasos. En primer lugar se hizo una calibración previa, utilizando los dos picos más intensos del espectro, el de 3171.7 keV y el de 2096 keV en lugar del de 1642.7 keV, ya que es el segundo más intenso del espectro tras el de 3171.7 keV. Este pico no nos proporciona una calibración tan fiable para el análisis, ya que no tiene tanta resolución, pero es suficiente para hacer una primera calibración que posicione el espectro en las energías aproximadas y nos permita identificar el pico que finalmente queremos utilizar.

Localizar el pico más alto del espectro es ciertamente simple, basta con buscar el canal con más cuentas. Para localizar el siguiente pico en importancia se ha de buscar la forma de aislar los canales pertenecientes al pico mayor y buscar el máximo en el resto de canales, asegurándose que no se está considerando que el segundo pico es un punto del primero. Para ello se busca el mínimo relativo a la izquierda y a la derecha del pico y se impone que sólo se busque el máximo fuera de ese rango. Encontrados estos dos picos se hace una primera calibración, que nos permita localizar el pico que se desea utilizar para la calibración final.

4.3.4. Ajuste gaussiano y calibración final

El siguiente paso es, pues, fijar una ventana en las energías alrededor de las cuales se encuentra el pico que queremos localizar para la calibración final. El intervalo tiene que ser suficientemente grande para asegurarse que el pico cae dentro del mismo tras la primera calibración, y suficientemente pequeño para evitar que otros picos cercanos que pudiera haber entren en él y nos lleven a una identificación errónea. Hay que tener en cuenta que en el espectro de protones emitidos por el ^{33}Cl hay un pico a 1784.5(7) keV, cercano al de 1642.7 keV y que podría dificultar su identificación.

Una vez garantizado que en el intervalo fijado sólo se encuentra el pico de interés, se busca el canal con mayor número de cuentas. Este canal es, en principio, el centroide del pico. Para menor dependencia en las fluctuaciones estadísticas en los siguientes pasos se realiza un ajuste gaussiano que localice el centroide

y calcule su FWHM, su σ y su resolución. Con esto se obtiene unos valores más fiables ya que se tienen en cuenta un mayor número de datos. Este proceso vuelve a ser delicado por las condiciones experimentales. En algunos detectores se observa que los picos tienen una cola a bajas energías. Si el rango de canales utilizados para hacer el ajuste gaussiano es excesivamente grande el ajuste empeora, desplazando el centroide a energías bajas en los casos mencionados. Un ajuste utilizando un rango demasiado pequeño hace que el esfuerzo de hacer un ajuste gaussiano pierda sentido comparado con la mejora que conlleva. Así pues, se comenzó buscando los mínimos relativos a cada lado de los picos y haciendo un ajuste gaussiano entre los dos puntos.

Realizar un ajuste gaussiano no es una tarea trivial. En este programa lo hice utilizando la herramienta de minimización MINUIT del CERN[MIN]. MINUIT tiene la ventaja de que es muy simple. Es una herramienta de análisis para la minimización de funciones. El usuario debe introducir la función objeto a minimizar el número de parámetros y un valor de partida para el proceso iterativo que lleve a su optimización. Nuestra ecuación final no era más que el valor χ^2 de un ajuste por mínimos cuadrados. La complejidad reside en ajustar los valores experimentales a una ecuación relativamente compleja como una gaussiana de centroide y desviación típica variable. El procedimiento es el que sigue:

- En primer lugar se debe fijar el fondo sobre el que se encuentran los picos. La determinación del fondo debe hacerse en función de cómo se realice el ajuste posterior. Las tres maneras utilizadas a lo largo de este trabajo son:
 - Dado que el fondo no tiene por qué ser igual a la derecha y a la izquierda de un pico (y en muchos casos no lo será) se puede calcular el fondo para cada canal como la interpolación entre las cuentas en el mínimo relativo a izquierda del centroide y en el de la derecha. Esto introduce la ventaja de una determinación más fina del fondo, pero implica utilizar todos los canales entre los dos mínimos para la minimización. Se ha observado que la forma de los picos, a medida que nos alejamos del centroide, es 'menos gaussiana' por lo que los resultados del ajuste no son completamente satisfactorios.
 - Se hace un promedio entre un canal a la izquierda del pico y uno a la derecha. En principio se hacía el promedio entre los mínimos a izquierda y derecha, pero al observarse el problema expuesto en el párrafo anterior se decidió tomar los canales que determinaban el FWHM.
 - Se probó, también, una solución intermedia entre las dos. Se determinaba la pendiente del umbral mediante el primer procedimiento y el valor promedio mediante el segundo. Los resultados son los que se exponen en como última prueba en la calibración a altas energías, pero fueron menos satisfactorios que con el segundo procedimiento.
- Una vez hecho esto se calcula el área del pico como la suma de todas las cuentas de los canales del pico sustrayéndoles el fondo correspondiente.
- FORTRAN tiene una función llamada 'dfreq(X)' que calcula el área a la izquierda del punto X de la recta real en una distribución normal $N(0,1)$,

es decir, de área unidad, centrada en el 0 y con $\sigma=1$. Los parámetros que minimizamos son los que convierten esta distribución en la que observamos en nuestros picos del espectro, esto es, nuestro centroide y nuestra σ .

- Para que la minimización converja es necesario introducir unos valores iniciales para los parámetros del ajuste que le faciliten la labor a MINUIT. La fórmula con la que hacemos el ajuste es la siguiente:

$$\chi^2 = \sum \left\{ \left[dfrec \left(\frac{canal - \mu}{\sigma} \right) - dfrec \left(\frac{(canal - 1) - \mu}{\sigma} \right) \right] \times area + fondo - Cuentas(canal) \right\}^2 \quad (4.3)$$

Como puede observarse, se calcula, para un valor dado del centroide y la σ el número de cuentas esperado de un canal (multiplicando por el área anteriormente medida del pico y sumando el fondo) y se minimiza por el método de los mínimos cuadrados comparando con los valores experimentales del mismo.

En los primeros programas, para el ajuste del pico se tomaban todos los canales entre los mínimos antes mencionados. Esto llevaba a una discrepancia de varios canales entre el punto en el que se observaba el pico en el espectro y el pico calculado. Tras diferentes y numerosas pruebas, se observó que los mejores resultados se obtenían tomando en consideración solamente los canales centrales del pico, aquellos entre los que se encontraba la altura mitad. Hay que tener en cuenta, a su vez, que cuando se dice altura se quiere decir altura sobre el background. Esto es especialmente importante en los picos situados en canales con mucho fondo. De no calcularse de este modo, en ellos sería posible que la mitad de las cuentas totales del pico, a partir de la que se calcularía la FWHM, sean menores que las del fondo, con lo que el programa seguiría buscando un punto que no está en el histograma y acabaría arrojando resultados sin sentido.

Localizados los máximos y convenientemente ajustados sus centroides, hacer el ajuste es, para el caso de dos picos, un sistema de dos ecuaciones lineales con dos incógnitas. Más adelante se documenta el caso de otra calibración que se desarrolló para mejorar el comportamiento de la calibración a energías por encima de los 3500 keV (y en el cual sí que se precisará una regresión).

4.3.5. El problema del bineado

La información recogida en los experimentos de espectroscopía se almacena en histogramas. Cada unidad de un histograma en la que se almacenan cuentas se conoce como *bin*. Debido a esto, la información de la energía es discreta. Los ADC's asignan al mismo canal todas las energías que superan un umbral y no superan el inmediatamente superior, perdiendo toda información más allá de esta. De este modo, por poner un ejemplo, cualquier evento entre energías 1000 y 1002 keV sería almacenado en el bin 250. Una vez almacenado, se desconoce si el valor de la energía era 1000.1 keV, 1001 keV ó 1001,99 keV. En nuestro ejemplo, hacer la calibración podría consistir en multiplicar el número de canal

por 4. El problema de hacer esto es que en el nuevo histograma tendríamos valores en el bin 1000 (correspondiente a todos los sucesos con energía entre 1000 y 1002 keV) y los siguientes los encontraríamos en el canal $251 \times 4 = 1004$. Esto es lo que se conoce como el problema del bineado. Una manera simple de evitarlo es sumarle al valor del canal un número aleatorio entre 0 y 1 antes de multiplicarlo por el valor correspondiente. Con esto, no quedan canales vacíos debido al carácter discreto de los datos almacenados y se obtiene un espectro con más sentido físico y más fácilmente tratable e interpretable.

Después de esto, debido a la naturaleza estadística del proceso, todavía quedan bins contiguos con diferencias considerables de recuentos, especialmente cuando se tiene poca estadística. Estas diferencias no tienen ningún valor físico y pueden falsear los valores relevantes. Para evitar esto en este programa, en lugar de buscar máximos mirando directamente el número de cuentas se hace el promedio entre el propio canal, el anterior y el siguiente. Esto es suficiente para evitar que las fluctuaciones estadísticas desplacen el valor de un máximo o localicen un mínimo donde no lo hay.

4.3.6. La calibración del detector $\Delta E1$. Comparación con GEANT4.

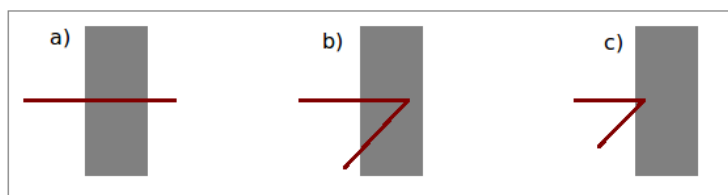


Figura 4.6: *Representación esquemática de partícula que deposita en el detector una energía aproximadamente igual a la esperada (a), partícula que deposita más energía de la esperada (b) y partícula que deposita menos energía..*

El detector $\Delta E1$ es mucho más delgado que los demás. Con tan sólo $69 \mu\text{m}$ de espesor en silicio, sólo es capaz de detener protones de hasta 2.5 MeV de energía, por lo que el pico de 3171.7 keV que se utiliza en los demás detectores para calibrar apenas se observa en éste. Y digo apenas porque la deposición de energía es un proceso de naturaleza estadística. Debido a la dispersión en la red cristalina del detector se pueden dar casos en los que la partícula incidente recorra una distancia mucho mayor al espesor del detector (o mucho menor) pudiendo depositar mucha más (menos) energía de la que correspondería a un detector del espesor en cuestión. Esto está explicado gráficamente en la figura 4.6. Por este mismo motivo, las partículas que no se detienen en el detector depositan una cantidad de energía bastante variable.

Debido a que el espectro era muy diferente de los de los demás detectores, resultaba complicada la identificación de los picos. Para entender el espectro se recurrió a las simulaciones. Para ello se utilizó el programa del CERN GEANT4. Este es un programa para simular la interacción de radiación de todo tipo con

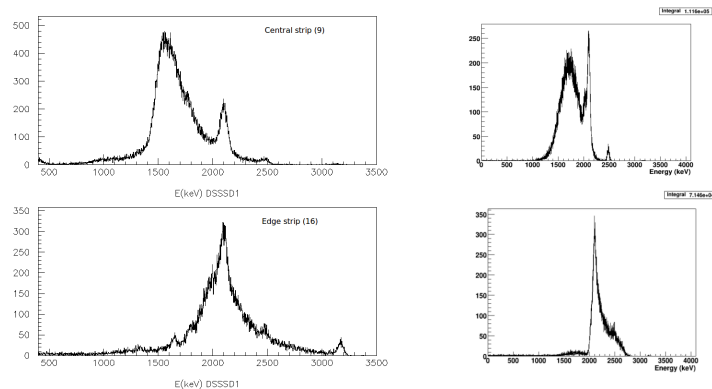


Figura 4.7: Comparación de los espectros obtenidos experimentalmente para una strip central y una del borde con unas simulaciones hechas con GEANT4. Se observa cómo la posición del bump depende de la posición de la banda y cómo la simulación, al introducir la resolución finita del detector reproduce ambos casos aceptablemente.

la materia. En este caso se simuló la interacción de protones emitidos isotrópamente con dos bandas de silicio, simulando dos strips del detector, una central y una del borde del mismo reproduciendo la geometría del experimento. Para simplificar y agilizar la simulación solamente se arrojaron protones de las 3 energías que se creían más relevantes en la forma del espectro, 2096.2 keV, 2480 keV y 3171.7 keV, teniendo en cuenta para la simulación las intensidades relativas. Además de esto, para una reproducción más fidedigna, se tuvo en cuenta la resolución finita del detector. A la energía depositada por cada suceso se le sumaba un número aleatorio siguiendo una distribución gaussiana variando la sigma hasta reproducir los valores experimentales. La resolución simulada del detector en los resultados mostrados en la figura 4.7 varía entre el 3% y el 9% en función de la zona del espectro. En la ella se observan los resultados de la simulación y la comparación con el espectro experimental. Son los protones de 3171.7 keV los que forman una estructura ancha (*bump*) en el espectro cuya posición varía en función de la posición de la banda en el detector. En los espectros obtenidos también puede observarse un pequeño pico en el canal que efectivamente correspondería a 3171.7 keV, cuya altura depende de este mismo factor. En las simulaciones también puede apreciarse.

E_{proton} (KeV)	E_{nivel} (MeV)	B.R. (%)
2096.2 (5)	4439.0 (2)	2.70
2480 (2)	4835 (2)	0.36

Tabla 4.3: Picos utilizados para la calibración del espectro en el detector delgado $\Delta E1$.

Considerando los factores anteriormente nombrados, se hace evidente la necesidad de hacer una calibración aparte para este detector, que realizaremos mediante análisis visual de la posición de los picos de 2100 y 2480 keV en el

espectro. Para facilitar el posicionamiento de los mismos se estudiarán los espectros en anticoincidencia con el detector trasero. Con esto se consigue limpiar el espectro de todos los sucesos que depositan solamente parte de su energía y dificultan la visualización de los que sí que interesan para calibrar.

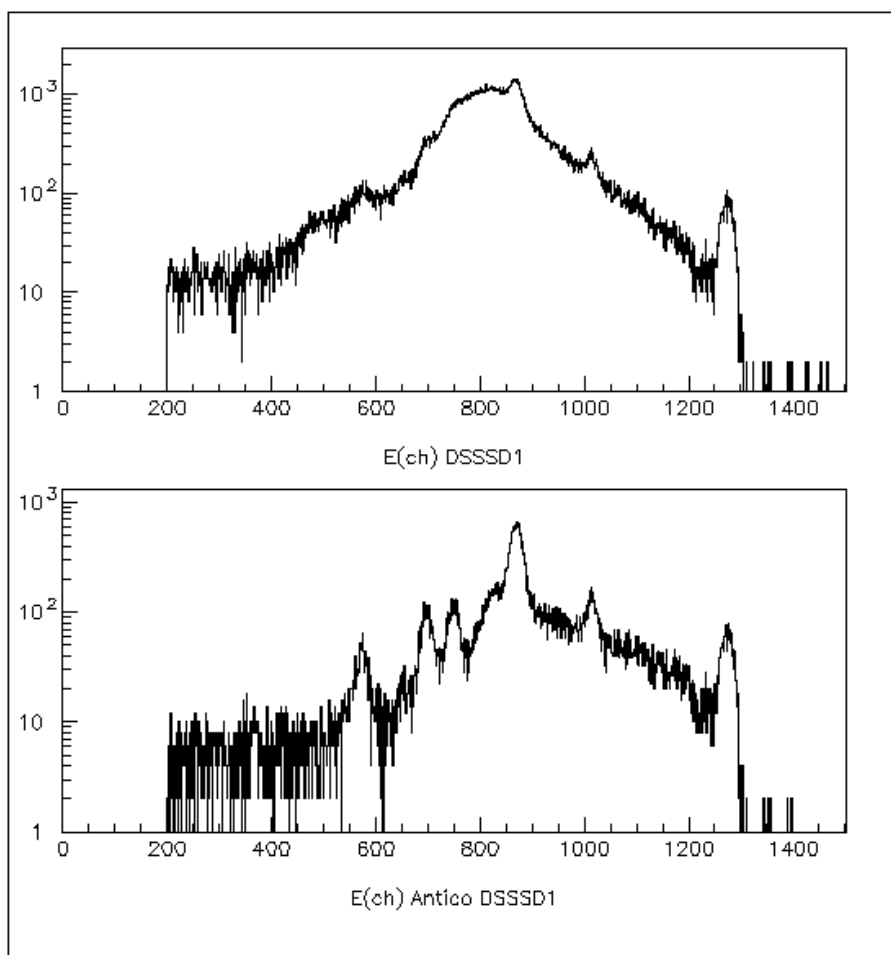


Figura 4.8: *Comparación de los espectros obtenidos directamente y en anticoincidencia con el detector trasero. se observa la aparición de estructuras no distinguibles anteriormente.*

Dado que sólo era necesario este tipo de calibración para un detector no se desarrolló un programa para llevarla a cabo y en su lugar se realizó una por una, ajustando una gaussiana a cada uno de los dos picos observados utilizando PAW, anotando en qué canal se encontraban los centroides y asignándoles la energía correspondiente (resolviendo el sistema de dos ecuaciones lineales con dos incógnitas).

4.3.7. Resultados de la calibración

Llevada a cabo la calibración en los detectores el siguiente paso era analizar los resultados obtenidos. Cabe decir que este fue un proceso iterativo en el que la observación de los resultados nos informaba de los defectos de la calibración y nos llevaba a mejorarla paso a paso.

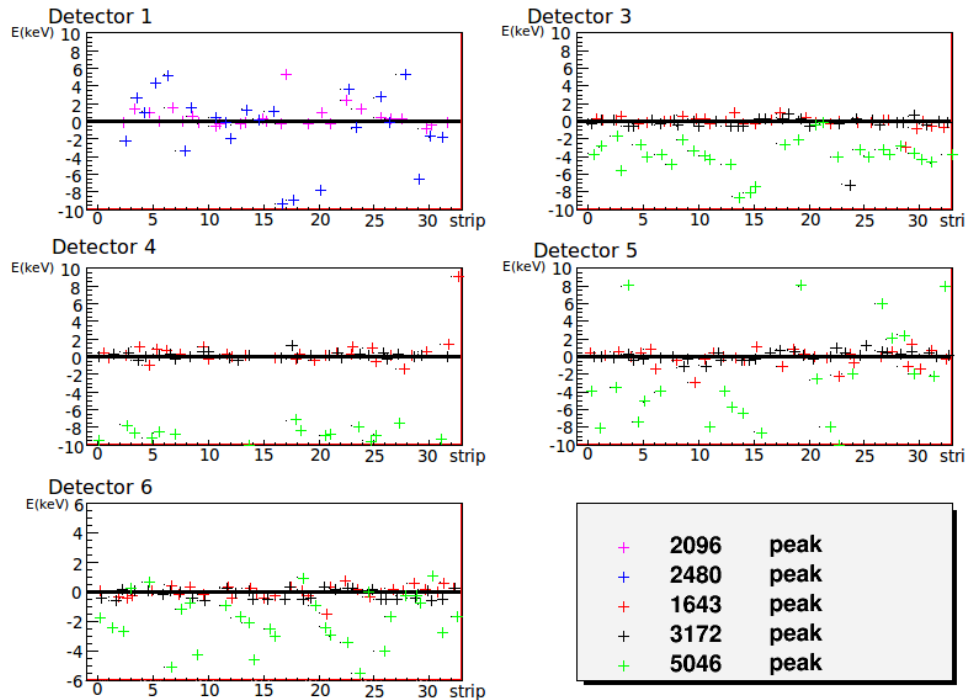


Figura 4.9: Resultados de la calibración. Cada gráfica representa un detector diferente. En el eje horizontal tenemos las diferentes bandas de un detector (las decenas de millar indican el número de detector). En el eje vertical se representa la diferencia entre el valor en el que se encuentra el pico tras la calibración y el valor de referencia en el debería encontrarse. Tal y como se adelantaba en apartados anteriores, esta es una calibración buena para los picos a bajas energías, mientras que a altas energías no tiene un comportamiento fiable que pueda ser utilizado para un análisis de los datos con la precisión deseada, que es del orden del keV. No se presentan los resultados del DSSSD2 debido a problemas todavía no resueltos en los espectros del mismo.

En la figura 4.9 se muestran las diferencias entre la posición de los picos tras la calibración y su energía nominal. Para la determinación de la posición para el análisis se ha escrito un programa que los localiza y les ajusta una gaussiana. Buscar los picos en un espectro ya calibrado es mucho más simple que en uno sin calibrar, pero se ha de tener en cuenta que la información está almacenada en bins y el número de bin y la energía no tiene una correspondencia uno a uno. En particular los histogramas se han creado con 4096 bins, con valo-

res entre 0 y 8192 keV, por lo que en este caso la correspondencia es 2 keV/canal.

En los detectores calibrados utilizando el programa se observa un buen comportamiento de la calibración para los picos a energías bajas y unos resultados nada satisfactorios para la posición del pico a 5046 keV. Los casos en que las cruces rojas o negras están a una distancia mayor a 2 keV se han estudiado uno a uno y todos ellos corresponden a bandas que no funcionaron correctamente durante el experimento (en algunos casos los histogramas estaban vacíos y en otros tenían algunas cuentas sin sentido).

La calibración del detector DSSSD1 no es satisfactoria. A pesar de eso, no se dispone de otro método de calibración ya que con este detector no se adquirieron espectros con fuentes α . El motivo de esto es la dificultad para asignar el centroide a los picos que se utilizaban para calibrar debido al fondo sobre el que se encuentran. A pesar de utilizar el detector trasero para hacer anticoincidencias y limpiar el espectro de los delanteros, no resultaba un espectro tan limpio como el esperado. El próximo paso es utilizar diferentes modelizaciones del fondo obtenido y repetir el proceso para ver si de ese modo se obtienen mejores resultados.

A continuación se procedió a la suma los histogramas calibrados. Se observó una importante mejora en la resolución de los picos (a bajas energías) y no se observó un desplazamiento de los mismos, por lo que el resultado de la calibración en ese rango energético es satisfactorio.

En la Tabla 4.4 se muestran la anchura a media altura, la posición de los picos y su resolución para todas las bandas del detector 3. Puede observarse la considerable mejora en la resolución al sumar todas las bandas del detector.

Tabla 4.4: Resultados de la calibración para el detector 3.

histograma	pico [NDS]	fwhm (KeV)	altura	sigma (keV)
30001	1642.7	28	67.666664	7.5311149860913176
30001	3171.7	30	4532.6665	7.2607897932639194
30001	5046	32	31.000000	8.0092160930649694
30002	1642.7	24	81.000000	5.8993036071290232
30002	3171.7	30	5129.0000	7.2979648112621121
30002	5046	26	36.333332	7.3293990953780455
30003	1642.7	24	81.333336	6.1287597153774866
30003	3171.7	28	5729.0000	6.9236566706966327
30003	5046	28	39.666668	7.2804231461282631
30004	1642.7	26	87.666664	6.3440627296938956
30004	3171.7	28	6080.6665	7.0690431062650774
30004	5046	26	50.000000	5.8695246052620016
30005	1642.7	26	90.666664	6.5698941606771424
30005	3171.7	30	6646.6665	7.3351308108733075
30005	5046	32	43.666668	7.0581845213096281
30006	1642.7	26	95.000000	7.7075619028018725
30006	3171.7	28	7159.3335	7.0697680706670800

Continúa en la siguiente página

Tabla 4.4 – continúa de la página anterior

histograma	pico	fwhm (KeV)	altura	sigma (keV)
30006	5046	26	50.000000	6.3964912480176093
30007	1642.7	30	93.333336	6.8864634096946631
30007	3171.7	30	6770.6665	7.4953816114221281
30007	5046	32	47.333332	8.3213692626119204
30008	1642.7	24	112.33334	5.9559466509101826
30008	3171.7	28	7747.0000	7.0143837588751161
30008	5046	26	53.333332	5.4644431266731841
30009	1642.7	26	103.00000	6.7317948682182962
30009	3171.7	26	8041.6665	6.6569799008017139
30009	5046	28	58.666668	7.5741630916736931
30010	1642.7	26	110.33334	7.0775810823614149
30010	3171.7	28	7877.3335	7.0735531946640195
30010	5046	26	62.666668	6.0180457617474454
30011	1642.7	26	110.00000	6.3424607345925157
30011	3171.7	30	7769.0000	7.4183619724294045
30011	5046	28	59.666668	6.5452199094807977
30012	1642.7	30	109.00000	7.3360641326299554
30012	3171.7	28	7549.0000	7.0460708398930114
30012	5046	24	59.000000	6.1688667870561478
30013	1642.7	28	93.000000	6.9341496265506501
30013	3171.7	28	7130.0000	7.0564812109630619
30013	5046	26	56.666668	7.1012461826842674
30014	1642.7	32	89.000000	8.0317572119728364
30014	3171.7	28	6666.0000	7.0719987697627786
30014	5046	24	51.000000	6.0595468777728616
30015	1642.7	30	76.333336	7.7778705401897357
30015	3171.7	30	5816.6665	7.3052976173290940
30015	5046	28	43.000000	7.1711450541712161
30016	1642.7	30	58.333332	9.0925476930760016
30016	3171.7	30	4250.3335	7.4045960154545751
30016	5046	32	30.666666	8.8927896704247047
30017	1642.7	38	70.666664	9.4029198466376709
30017	3171.7	38	4786.0000	9.2030347048806789
30017	5046	38	35.666668	10.820927607769512
30018	1642.7	38	0.000000	3.3972872011520763
30018	3171.7	8	0.33333334	0.14354940908645117
30018	5046	8	0.000000	2264717980084.8896
30019	1642.7	38	78.000000	10.188918921547991
30019	3171.7	38	5686.6665	9.2898459314828923
30019	5046	38	45.000000	8.9986765591647142
30020	1642.7	38	85.333336	9.7364440350988009
30020	3171.7	36	5925.6665	8.9494944081162551
30020	5046	38	40.333332	9.1240625366806274
30021	1642.7	34	92.000000	7.8080947419053484
30021	3171.7	36	6213.0000	8.9156146510490313
30021	5046	38	46.666668	8.0720459728665155

Continúa en la siguiente página

Tabla 4.4 – continúa de la página anterior

histograma	pico	fwhm (KeV)	altura	sigma (keV)
30022	1642.7	34	95.666664	7.7865507498707647
30022	3171.7	36	6323.0000	9.1375181913149177
30022	5046	30	51.333332	7.0705647305984574
30023	1642.7	30	0.0000000	3.3972872011520763
30023	3171.7	8	0.33333334	0.14354940425083498
30023	5046	8	0.0000000	2264717980084.8896
30024	1642.7	34	106.66666	9.4445843357532056
30024	3171.7	34	6852.0000	8.3099993721372289
30024	5046	34	54.000000	8.4316978839442971
30025	1642.7	34	95.333336	8.8408647904671476
30025	3171.7	34	6743.6665	8.3681109462514129
30025	5046	34	43.000000	9.1297644154664468
30026	1642.7	36	89.000000	9.4440587335058055
30026	3171.7	36	6219.6665	8.8908345900081827
30026	5046	32	51.333332	8.7887825445225847
30027	1642.7	36	84.000000	9.5029124428541198
30027	3171.7	36	5963.3335	8.9175531750202079
30027	5046	38	43.333332	10.201000390540862
30028	1642.7	42	72.333336	11.303215045402476
30028	3171.7	36	5716.6665	8.9098630568443138
30028	5046	36	40.333332	9.7425540069705914
30029	1642.7	38	74.333336	9.4185308589336056
30029	3171.7	38	5051.3335	9.3412490673058990
30029	5046	38	36.666668	11.240240638211427
30030	1642.7	44	67.666664	9.7812586283531697
30030	3171.7	36	4763.6665	9.0696421892728711
30030	5046	34	32.333332	8.6178453719004278
30031	1642.7	38	60.333332	9.0317338189616123
30031	3171.7	36	4356.0000	8.7234666779056713
30031	5046	38	32.333332	9.4449609967214805
30032	1642.7	44	53.000000	11.525168850863137
30032	3171.7	36	3967.6667	8.8412668429618559
30032	5046	38	27.333334	9.8859331972674198
suma	1642.7	32	2510.3333	7.7176296532289443
suma	3171.7	32	183050.00	7.8402718763908812
suma	5046	32	1279.0000	7.7994595285643147

Tabla 4.4: *Parámetros de 3 picos del histograma tras la calibración del detector 3. Se muestran la posición de cada uno de ellos, su anchura a media altura, la altura del pico y la sigma. Se observa cómo la anchura del pico (sigma) no aumenta al hacer la suma de todas las bandas del detector.*

4.3.8. Calibración para altas energías

Como se ha comentado, la calibración realizada es adecuada para energías bajas. Al utilizar para la calibración una energía máxima de 3171.7 keV, será ne-

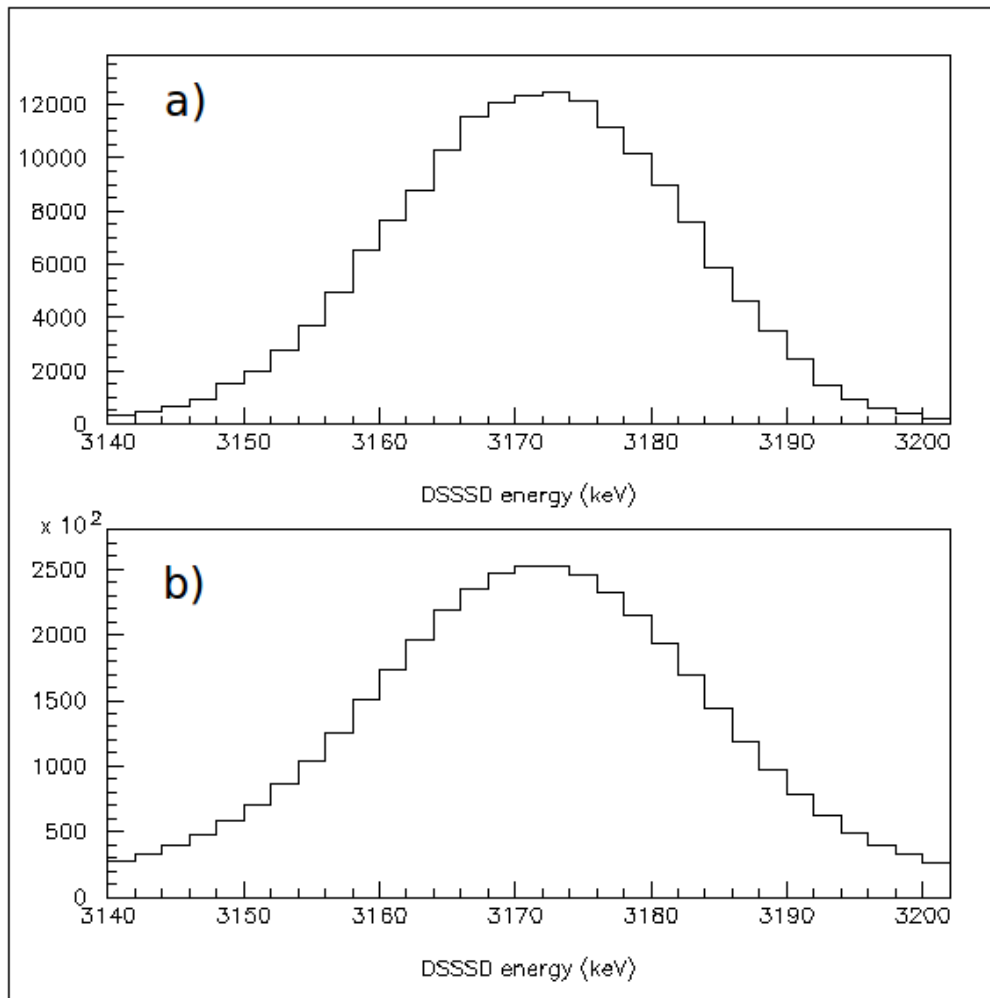


Figura 4.10: Comparación del pico a 3171.7 keV en una banda y en la suma de todas para el detector 6.

cesario extrapolar para estudiar las energías por encima de este valor. Extrapolar a valores muy superiores es arriesgado. En ocasiones los detectores no tienen un comportamiento lineal en todo su rango dinámico o, simplemente, puede llevar a amplificar pequeños errores convirtiéndolos en discrepancias importantes. Por este motivo se decidió hacer otra calibración utilizando picos a energías mayores y comparar los resultados de ambas tanto a energías medias como a altas.

Los picos que se utilizan para esta calibración son:

4.3.9. Resultados de la segunda calibración y comparación

Analizando los resultados de esta segunda calibración se observa, en primer lugar, una pérdida de precisión a bajas energías. Al utilizar más picos para llevarla a cabo y al estar estos a mayor energía el peso relativo de los picos de baja

E_{proton} (KeV)	E_{nivel} (MeV)	B.R. (%)
1642.7 (5)	3971.2 (2)	0.40
3171.7 (6)	5548.4 (4)	31.0
3857 (2)	6255 (2)	0.76
5046 (2)	7482 (2)	0.26

Tabla 4.5: Picos utilizados para la calibración en todo el espectro de energías. Los errores son los calculados directamente mediante la propagación del error del valor aceptado en la bibliografía [NDS].

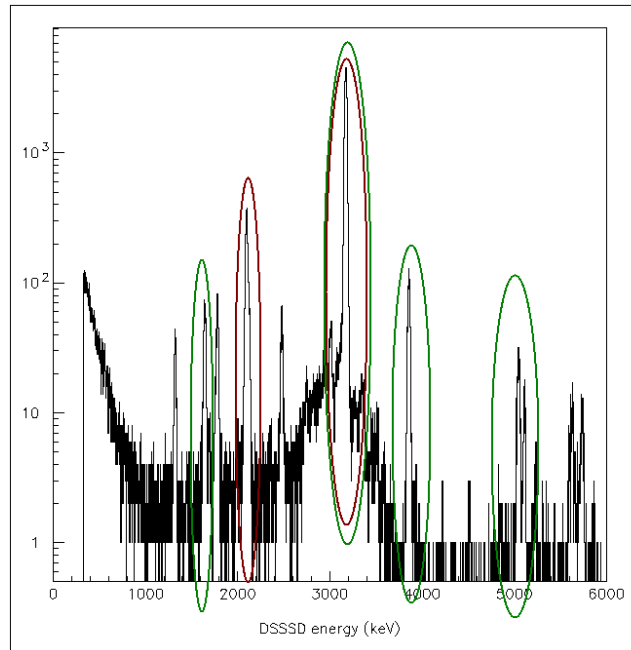


Figura 4.11: Espectro de protones procedentes de la desintegración βp del ^{33}Ar en el detector 3, correspondiente a 7 los ficheros utilizados para la calibración del espectro en todo el rango de energías. Picos utilizados para la calibración previa que permiten la identificación de los demás (en rojo) y picos utilizados en la calibración definitiva (en verde). El histograma se presenta en logaritmo de las cuentas debido a la gran diferencia de altura entre los diferentes picos.

energía en la calibración es menor.

Si se observan los gráficos en la figura 4.12, se ve que la mejora en la calibración en el rango de altas energías es apreciable. A pesar de eso, los resultados distan de lo esperado. La distancia entre las cruces verdes y la horizontal indican la diferencia entre el valor al que se encuentra el pico tras la calibración y el valor del mismo en las referencias. También se observa que la calibración de la cara posterior del detector 5 (canales 17 a 32) es apreciablemente peor que la del resto. Observando los espectros correspondientes a la misma se ha identificado un ruido considerablemente mayor que en el resto. Este hecho llevó a la

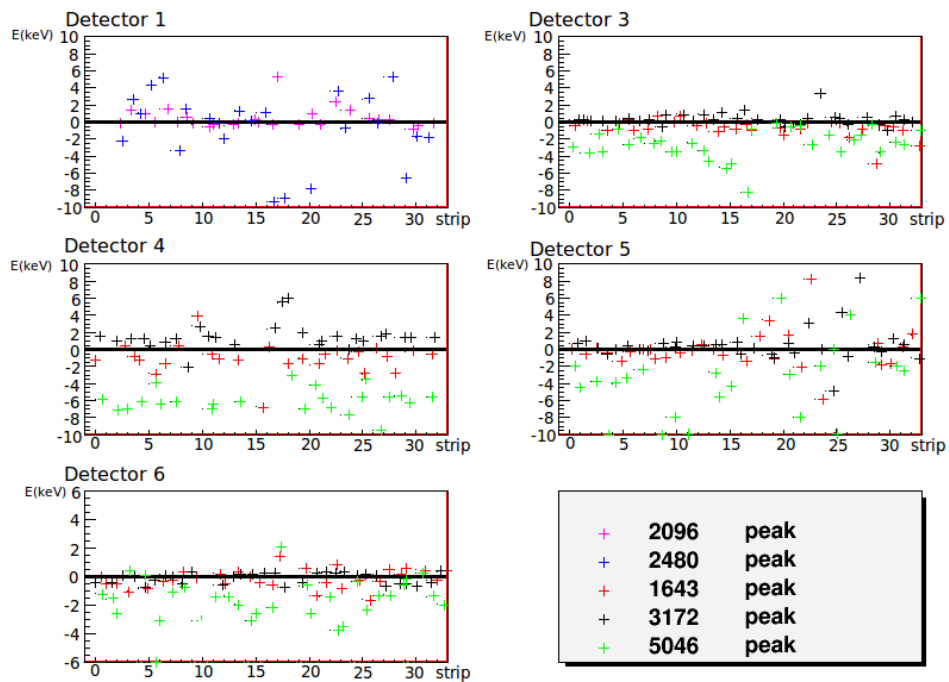


Figura 4.12: Resultados de la calibración. Cada gráfica representa un detector diferente. En el eje horizontal tenemos las diferentes strips de un detector. En el eje vertical se representa la diferencia entre el valor en el que se encuentra el pico tras la calibración y el valor en el que debería encontrarse. En esta calibración se observa, comparada con la expuesta anteriormente una clara mejora del comportamiento a altas energías. No se presentan los resultados del DSSSD2 debido a problemas todavía no resueltos en los espectros del mismo.

hipótesis que tomar el fondo de diferente manera a la hora de hacer el ajuste gaussiano podría llevar a mejorar estos resultados y quizás influir positivamente en el comportamiento del resto. Así pues, se introdujo un parámetro referido a la pendiente del fondo que permitiera un mejor ajuste. Los resultados se muestran en la figura 4.13. Se observa un empeoramiento de la calibración en general, por lo que se descarta.

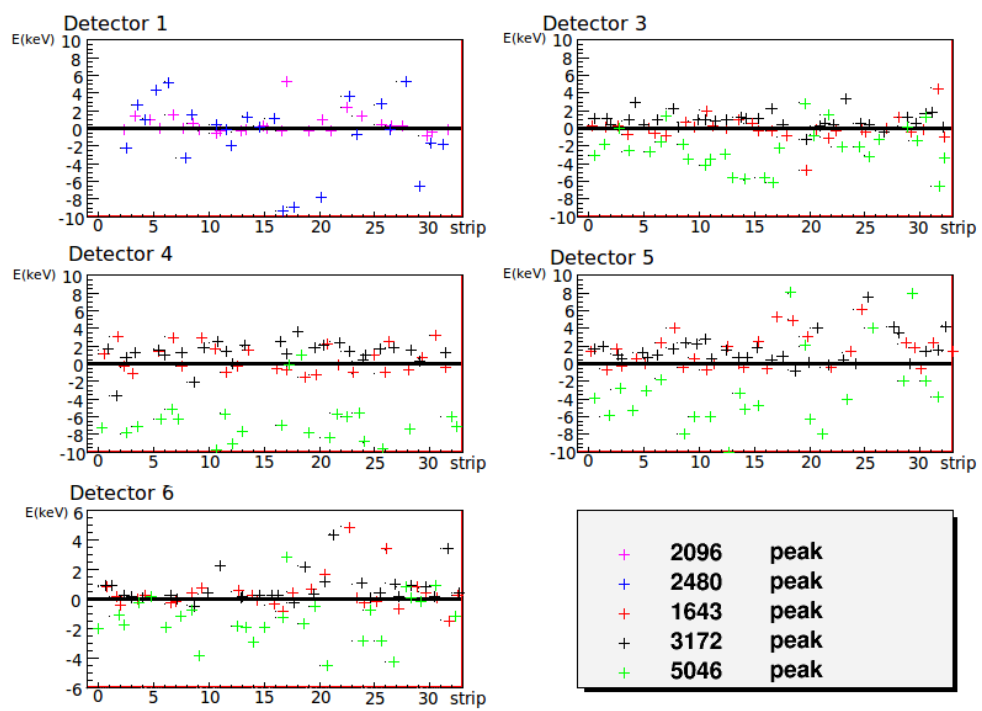


Figura 4.13: Resultados de la calibración eligiendo el background con una cierta pendiente en lugar de constante.

Conclusiones

En este trabajo se recoge la información relativa al experimento IS476, llevado a cabo en CERN-ISOLDE en agosto de 2009. En el mismo se produjeron haces de ^{31}Ar , ^{32}Ar y ^{33}Ar para estudiar la emisión de partículas cargadas retardada por la desintegración beta y, a través de ésta, el esquema de niveles de los núcleos hijos ^{31}Cl , ^{32}Cl y ^{33}Cl .

Este trabajo se ha centrado en la calibración de los detectores de silicio de doble cara de bandas. Para llevarla a cabo se ha desarrollado un programa en FORTRAN. Haciéndolo de esta manera se pretende hacer las calibraciones de todos los detectores al mismo tiempo en primer lugar, y sobretodo, que el código sea, mediante pequeñas modificaciones, aprovechable para calibraciones de experimentos venideros, permitiendo un análisis on-line desde las primeras medidas tomadas en el experimento.

También se ha puesto de manifiesto que el comportamiento de cada detector depende de un número muy alto de factores. Desarrollar un programa que pueda tratarlos a todos de un modo genérico, supone un ahorro de tiempo, pero a la vista de los resultados obtenidos hasta la fecha, no puede competir en precisión con una calibración hecha a mano detector a detector.

En el plano más personal, un año de trabajo en el campo de la Física Nuclear experimental ha abierto mis ojos a las dificultades experimentales que hay que tener en cuenta a la hora de realizar análisis. Lo importante es extraer la máxima información posible de la física del experimento y reducir al mínimo la influencia de las condiciones experimentales. En mi opinión este es, junto con la interpretación de los datos obtenidos, el gran reto de los físicos experimentales.

Dado que próximamente vamos a realizar dos experimentos en CERN-ISOLDE a partir de los que se desea estudiar el ^{20}Mg y el ^{31}Ar , el siguiente paso a realizar es implementar los cambios necesarios para aplicar esta calibración a esos experimentos. Seguidamente, partiendo de estas calibraciones se emprenderá el análisis de los mismos.

Agradecimientos

Además de a mi tutora por darme esta oportunidad, agradezco a José Antonio Briz, Mariano Carmona, Mario Cubero, Andrés Illana, Enrique Nácher, Riccardo Orlandi, Ángel Perea, Guillermo Ribeiro, José Sánchez de Río, Jorge

Sánchez y Olof Tengblad su ayuda siempre que la he precisado y sus risas cuando no. Creo haber tenido suerte de haber ido a parar a este grupo y conocer a estas personas. Agradecer también su colaboración al grupo de Física Nuclear de la Universidad de Aarhus.

Referencias

- [ADI2010] N. Adimi et al., *Detailed β -decay study of ^{33}Ar* , Phys.Rev. C 81, 024311 (2010)
- [BHA2008] M. Bhattacharya et al., *ft value of the $0^+ \rightarrow 0^+ \beta^+$ decay of ^{32}Ar : A measurement of isospin symmetry breaking in a superallowed decay*, Phys.Rev. C 77, 065503 (2008)
- [BLA2008] B. Blank, MJG. Borge, *Nuclear structure at the proton drip line: Advances with nuclear decay studies*, Prog.Part.Nucl.Phys. 4560, 403 (2008)
- [BOR2002] MJG Borge, et al., *Proton Dripline Studies at ISOLDE: ^{31}Ar and ^9C* , Nucl.Phys. A701, 373c (2002)
- [DOM2010] R. Domínguez, *Emisión de partículas tras la desintegración β^+ en núcleos deficientes en neutrones: ^{17}Ne , ^{32}Ar y ^{33}Ar* , Tesis doctoral UCM, (2010)
- [EBE2001] J. Eberth et al., *Progress in Particle and Nuclear Physics* 46 (2001) 389
- [FYN1999] H.O.U. Fynbo et al. *^{31}Ar Examined: New limit on the β -delayed three-proton branch*, phys.rev. C59, (1999) 2275
- [FYN2000] H.O.U. Fynbo et al. *The $\beta 2p$ decay mechanism of ^{31}Ar* , Nuclear Physics A 677 (2000) 38-60.
- [KNO2000] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, Inc., 2000.
- [KRA1988] K.Krane, *Introductory Nuclear Physics*. Wiley,1988.
- [LEO1987] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1987.
- [MIN] <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>
- [NDS] Nuclear Data Sheets. $^{33}_{17}\text{Cl}_{16}$.
- [NUD] NUDAT 2.5: <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/reColor.jsp?newColor=qbp>
- [REX] <http://isolde.web.cern.ch/isolde/rex-isolde/>
- [SCH1993] D. Schardt, K. Riisager, *β - ν Recoil Broadening in β -Delayed Proton Emission of ^{32}Ar and ^{33}Ar* , R.Neugart, A.Wohr, Eds., p.805 (1993)
- [TEN2009] O. Tengblad et al. *The Silicon Cube detector*, Nuc. Instruments and Meth. in Phys. Research A 607(3): 576–580 (2009)

ANEXO I: Umbrales de los detectores.

Umbrales de cada banda. Se presentan en keV para dar información de cómo se deben normalizar los espectros a bajas energías para reproducir las intensidades relativas adecuadas.

Detector3

banda	/threshold (keV)
30001	492.00000000000000
30002	722.00000000000000
30003	474.00000000000000
30004	536.00000000000000
30005	838.00000000000000
30006	448.00000000000000
30007	848.00000000000000
30008	668.00000000000000
30009	656.00000000000000
30010	388.00000000000000
30011	932.00000000000000
30012	680.00000000000000
30013	506.00000000000000
30014	1278.00000000000000
30015	668.00000000000000
30016	404.00000000000000
30017	1422.00000000000000
30018	416.00000000000000
30019	708.00000000000000
30020	684.00000000000000
30021	536.00000000000000
30022	822.00000000000000
30023	278.00000000000000
30024	3106.00000000000000
30025	678.00000000000000
30026	412.00000000000000
30027	680.00000000000000
30028	582.00000000000000
30029	678.00000000000000
30030	1784.00000000000000
30031	874.00000000000000
30032	274.00000000000000

Detector4

banda	/threshold (keV)
40001	836.00000000000000
40002	804.00000000000000
40003	828.00000000000000
40004	776.00000000000000
40005	790.00000000000000
40006	852.00000000000000
40007	888.00000000000000
40008	796.00000000000000
40009	828.00000000000000
40010	798.00000000000000
40011	816.00000000000000
40012	818.00000000000000
40013	770.00000000000000
40014	494.00000000000000
40015	752.00000000000000
40016	442.00000000000000

40017 512.00000000000000
40018 774.00000000000000
40019 766.00000000000000
40020 774.00000000000000
40021 862.00000000000000
40022 822.00000000000000
40023 910.00000000000000
40024 872.00000000000000
40025 844.00000000000000
40026 782.00000000000000
40027 836.00000000000000
40028 822.00000000000000
40029 776.00000000000000
40030 804.00000000000000
40031 506.00000000000000
40032 508.00000000000000

Detector5

banda /threshold (keV)
50001 648.00000000000000
50002 658.00000000000000
50003 624.00000000000000
50004 604.00000000000000
50005 640.00000000000000
50006 586.00000000000000
50007 636.00000000000000
50008 448.00000000000000
50009 576.00000000000000
50010 574.00000000000000
50011 534.00000000000000
50012 626.00000000000000
50013 602.00000000000000
50014 666.00000000000000
50015 614.00000000000000
50016 576.00000000000000
50017 672.00000000000000
50018 568.00000000000000
50019 522.00000000000000
50020 574.00000000000000
50021 654.00000000000000
50022 578.00000000000000
50023 626.00000000000000
50024 612.00000000000000
50025 618.00000000000000
50026 576.00000000000000
50027 550.00000000000000
50028 576.00000000000000
50029 592.00000000000000
50030 514.00000000000000
50031 434.00000000000000
50032 606.00000000000000

Detector6

banda /threshold (keV)
60001 492.00000000000000
60002 340.00000000000000
60003 420.00000000000000
60004 364.00000000000000
60005 350.00000000000000
60006 344.00000000000000

60007 280.00000000000000
60008 212.00000000000000
60009 286.00000000000000
60010 218.00000000000000
60011 314.00000000000000
60012 434.00000000000000
60013 250.00000000000000
60014 348.00000000000000
60015 198.00000000000000
60016 210.00000000000000
60017 350.00000000000000
60018 332.00000000000000
60019 354.00000000000000
60020 348.00000000000000
60021 334.00000000000000
60022 346.00000000000000
60023 364.00000000000000
60024 372.00000000000000
60025 350.00000000000000
60026 300.00000000000000
60027 428.00000000000000
60028 366.00000000000000
60029 260.00000000000000
60030 270.00000000000000
60031 264.00000000000000
60032 238.00000000000000

ANEXO II: Resultado de la primera calibración.

Detector 1

histograma/pendiente	/ offset
1001	38414.797 2093.0498
1002	2.5250518 -232.59297
1003	2.6454921 -329.48969
1004	2.7315938 -213.30595
1005	2.5590203 -244.51953
1006	2.6272440 -289.71988
1007	2.5743914 -225.00842
1008	2.5104406 -235.17879
1009	2.5609846 -346.03207
1010	2.6676111 -226.06459
1011	2.6184449 -260.72998
1012	2.6112618 -197.26511
1013	2.5437675 -291.63495
1014	2.5521801 -214.48337
1015	2.6747870 -275.30313
1016	2.4464779 -238.72142
1017	2.5153735 -260.88376
1018	38409.938 2093.4883
1019	2.5970478 -234.28076
1020	2.8139846 -467.60587
1021	2.5023899 -255.65970
1022	2.6956162 -355.17630
1023	2.5677543 -295.11176
1024	2.6275496 -224.71167
1025	2.5674949 -262.17068
1026	2.5709469 -233.73283
1027	2.6508169 -277.17239
1028	2.5437675 -209.98007
1029	2.3769600 -237.51331
1030	2.4655046 -213.47406
1031	2.5401592 -185.11246
1032	2.6386178 -144.23424

Detector 2

histo /pendiente	/ offset
2001	2.6519727229919048 12.728929946129917
2002	2.7444224340724244 -8.5567788212456737
2003	2.7200747544370851 -145.39635969160358
2004	2.7866917551608221 -170.22650572803460
2005	2.7861797575400700 -100.61962678217813
2006	2.6525650926551152 -148.97838259060057
2007	2.6928240589257681 -52.032061614482878
2008	13.234123975947917 -6790.7768738144196
2009	2.7720751886110762 -64.583481999942734
2010	66.809506623641298 -270459.82509977923
2011	2.7564227108793666 -248.35276052997267
2012	85.381347656250000 -346521.22290039063
2013	128.08788045247397 -521426.15682474774
2014	128.10723876953125 -521505.83822631836
2015	128.12977091471353 -521598.58249409992
2016	128.15516153971353 -521703.09299214679
2017	3.2000438994792164 -308.31035438406934
2018	2.9455811676900234 -253.86299524131451

2019	3.0998150447853901	-425.29557943164070
2020	3.0679239449633458	-168.76388645452133
2021	3.0446585444428957	-307.21346935305439
2022	2.9187637079175595	-84.610846435276216
2023	3.4381866873825033	-494.44769125903491
2024	1.8424235210748341	961.51790109310946
2025	3.3193559653150331	-363.78168628709022
2026	3.1482100466858878	-430.62652590136105
2027	3.0815368791827131	-490.70077452553789
2028	3.3890792253477739	-445.98933601961159
2029	3.2028259610854688	-496.71983269662650
2030	3.3595039523871590	-376.90290564542016
2031	3.0500984965465876	-231.79816385259693
2032	3.1484685745688301	-435.47007443571346

Detector 3

histo	/pendiente	/ offset
3001	2.6217586463568550	-256.88027757028340
3002	2.5279812946940088	-241.68074854078918
3003	2.6162273598535979	-238.43343314677131
3004	2.6506900238540694	-197.13518256272857
3005	2.4971726943145636	-239.03564112103987
3006	2.4834720472726555	-219.71001868112921
3007	2.5281049760168335	-289.07739124783348
3008	2.4681725147674705	-219.83765921431521
3009	2.5724697085583625	-195.30986628463216
3010	2.5787526318101039	-228.38456611076208
3011	2.5019509624480527	-215.89622616679580
3012	2.4358272960331160	-253.61028868492070
3013	2.5014746150471820	-204.28263592199616
3014	2.4300803491945842	-239.64427309490833
3015	2.4390652696050585	-262.02029173129051
3016	2.5617286661392487	-208.68900718649340
3017	2.4963329654967570	-280.81244890893345
3018	34.170185147525672	-17225.128593235408
3019	2.4788717541652012	-237.34883170525697
3020	2.4176923422395937	-239.27749973438327
3021	2.4924608551582081	-281.18644328522197
3022	2.4595509306756207	-239.53279240939648
3023	20.219949568650833	-10944.679369807118
3024	2.3450221384042775	-270.90289928477915
3025	2.3918725329111998	-284.82863427109174
3026	2.5108408389665926	-281.29539269374226
3027	2.4059251827037009	-245.44307145556229
3028	2.4966519749848723	-256.55271055226336
3029	2.4759666478601252	-314.38849523776668
3030	2.5010831223417718	-260.98310187247102
3031	2.5101689943715120	-315.97255254776059
3032	2.4729178669038863	-311.01662148610330

Detector 4

histo	/pendiente	/ offset
4001	2.4053204636211571	-103.31562351633556
4002	2.4946724532341480	-61.697134244572396
4003	2.4849366903790946	-57.468990052156769
4004	2.4169462068152630	-93.809219215391707

4005	2.4248715254791500	-119.65283961024217
4006	2.4413811020826661	-67.638898420107822
4007	2.3645342449110114	-81.030726107537788
4008	17.885529338189329	-7168.5452869075552
4009	2.4481663117306565	-67.911723154439429
4010	2.3681420067006571	-76.001504840326476
4011	2.3444530355435917	-60.950287081617397
4012	2.4434709962154955	-36.271993074217917
4013	2.4133211789868807	-77.827175031141820
4014	2.8704135902762831	-62.475499531985328
4015	2.8610444247138198	-47.625900789630421
4016	2.4019014710289452	-61.928493532080402
4017	2.4415575140319596	-39.059624696445361
4018	2.3706490430879459	-115.09997186303004
4019	2.4703973292670356	-47.857977449797140
4020	2.5709876537642824	-74.392509046505197
4021	2.4710825797060449	-45.753622196871042
4022	2.4806695798553968	-55.278585355968936
4023	2.4060450378115621	-45.849117589737503
4024	2.3770997235904536	-85.373143035585954
4025	2.3886531032970564	-72.082960587399924
4026	2.4347056735710919	-77.255261146180132
4027	2.4081986183619275	-42.369283786262727
4028	2.3617292464984683	-103.69367694272951
4029	2.4254941058094257	-85.004851631867410
4030	49.869797517246560	-63426.081729924917
4031	2.3601123432483329	-54.720071344745016
4032	50.053944890100325	-63632.848399253096

Detector 5

histo /pendiente / offset

5001	3.3744777861059219	-181.94819280745494
5002	3.4123508520982537	-152.42725595378471
5003	3.2215052550894616	-174.19809357246456
5004	3.3760672915851448	-219.39370729665038
5005	3.1163395230894433	-222.07538724545276
5006	3.2809029529998477	-142.65995600715837
5007	3.1954711423571158	-160.37692986544590
5008	3.3259487273173058	-160.46317683548554
5009	3.4181585246545967	-85.144635370256367
5010	3.2864069400026534	-170.09992562399961
5011	3.3856570052735027	-214.99886307867635
5012	3.3208359248850345	-229.73645974852533
5013	3.2399960191604835	-136.51260197606737
5014	3.3379692648298827	-220.35004811149687
5015	3.3146633596347348	-263.75861393187466
5016	3.3801176713887129	-189.71116687461625
5017	3.2322623470924507	-170.91793751914238
5018	3.3235606749730557	-223.75191230943565
5019	3.3161935979959196	-286.41742035320755
5020	3.1538636273247973	-173.70004869925125
5021	3.2274584339108876	-229.93178891832684
5022	3.2461528413297573	-258.24392421248734
5023	3.3755457927481287	-192.20735363493208
5024	3.4142596235132827	-298.93369606913780
5025	3.3151032461241141	-215.19029583625868
5026	3.1655735112814658	-152.16636307001394

5027	3.1435662305915990	-142.70617420219008
5028	3.3456539339325513	-206.49263998853607
5029	3.3456438140956113	-200.50125960011374
5030	3.3073197146769253	-234.30664848430914
5031	3.2202643160699447	-210.69045190385503
5032	3.3283555497886561	-200.27716533636442

Detector 6

histo	/pendiente	/ offset
6001	2.5940954472177480	-254.90468368581097
6002	2.5289495502347950	-195.24987783525742
6003	2.5678813574249619	-191.83202314623975
6004	2.5272073122316319	-171.26495560429541
6005	2.5522058142622881	-196.67285076416718
6006	2.5560445826013547	-195.25713179767536
6007	2.5900769345486072	-249.56950469923183
6008	2.5285363382286592	-196.58147156077791
6009	2.4987890666828285	-161.37507189786987
6010	2.5236890014643900	-189.81698239773064
6011	2.5101117291428214	-195.95715224476058
6012	2.5315934660053854	-277.07801042041672
6013	2.5721336970318265	-217.71851188863803
6014	2.5968305424621967	-265.92883987076362
6015	52.763844457165945	-212924.61989619813
6016	2.5648807960227109	-224.59831452055695
6017	2.6707873169221807	-252.33648288672177
6018	2.6630252679316890	-295.49640230673111
6019	2.6083621355724071	-240.66110477328738
6020	2.6883290435868981	-305.45391813690674
6021	2.6528146660696161	-225.98490870913935
6022	2.6993986982221818	-231.54870747108245
6023	2.6428660273890907	-311.73386738430031
6024	2.6530758081951129	-248.78313740333982
6025	2.7379095451315791	-309.44999732574996
6026	2.6329332967199490	-249.58493796590756
6027	2.6676107888966958	-325.70601567421352
6028	2.6608259661969793	-303.06782591278863
6029	2.6854560197290285	-296.82450589230808
6030	2.6921196279326955	-247.28051069595398
6031	2.6293675686326461	-238.27711521987618
6032	2.6769058569614201	-301.11252014102888

ANEXO III: Resultado de la calibración a altas energías.

Detector 3

histo	/pendiente	/error pendiente	/ offset	/error offset	/chi2
3001	2.6221059591185059	1.04568897900950619E-003	-257.07288470636598	1.1224735074402163	8.9365261526040509
3002	2.5281291965899801	1.00836726814964358E-003	-241.96469482598252	1.1171741136084044	66.121192109889677
3003	2.6185568887540245	1.04457735485530062E-003	-241.21628609148561	1.1172334517248783	6.9466772179025869
3004	2.6513778385155771	1.05779428838615754E-003	-197.81569120223000	1.1012062557741786	7.9581172017129109
3005	2.4981617502025437	9.96762667196051007E-004	-239.96691899686527	1.1172960025915477	7.2086601013341696
3006	2.4858696107189635	9.91930504248906761E-004	-222.86711022148819	1.1110443327182775	2.4647293334551548
3007	2.5301052888674502	1.00963251018367233E-003	-291.20398555178110	1.1369127426928114	7.8364541633188560
3008	2.4682071327164077	9.84956854440014774E-004	-219.99880087541970	1.1101522270686521	7.7200535835138409
3009	2.5734277423470675	1.02694619852970975E-003	-196.25161302476477	1.1012243930878576	12.763305229523175
3010	2.5789302448642868	1.02911601128813585E-003	-227.99043664274956	1.1130963522084172	7.5110549607667307
3011	2.5039258996645648	9.99135664931939107E-004	-218.21824023220088	1.1092959495879002	7.6667123727778401
3012	2.4369343392678804	9.72333105522729581E-004	-254.66688573468394	1.1228308048380089	7.7199487682643984
3013	2.5055671978970673	9.99622190732128582E-004	-208.86355625860796	1.1053583530795319	14.352088365213623
3014	2.4325837356158471	9.70390797810051324E-004	-242.07280476390662	1.1175563537439523	15.031124649109001
3015	2.4412679682414633	9.73722623781601024E-004	-264.54892745941129	1.1256764315427326	9.6866210537924093
3016	2.5636940432889350	1.02239553822394994E-003	-209.89468485478176	1.1047329481153119	19.964667180273636
3017	2.4986508301626271	9.96455118912311678E-004	-283.97212906149326	1.1326042914771819	15.142219553568907
3018	38.644139528761528	1.54139877990139458E-002	-18670.359198576836	8.4126179752579109	0.0000000000000000
3019	2.4799151167227009	9.89271028131741845E-004	-239.01513541089241	1.1164048883676096	10.217272654330392
3020	2.4192064338041477	9.65167104505917223E-004	-241.46580365945235	1.1176199873166810	8.7553618807191427
3021	2.4931447416068226	9.94760769312378256E-004	-282.23693594311186	1.1332201222988123	10.601711520079249
3022	2.4606168103659685	9.81854104788994209E-004	-240.68714621033470	1.1177502813985518	12.698586087849714
3023	8.6392692420810437	3.44748089886934674E-003	-2404.1604363185302	1.9534494701495706	0.0000000000000000
3024	2.3454801814418555	9.35981738273175025E-004	-271.16040499784287	1.1294174991115793	11.948827310684873
3025	2.3928168191712134	9.54871973510455991E-004	-285.63272615710565	1.1348746544698782	11.316090897841573
3026	2.5130361402793526	1.00282094288995922E-003	-284.29494057889082	1.1343065522828797	8.9577123444800382
3027	2.4079358852165464	9.60832980127564727E-004	-247.87084469428746	1.1204549648166247	

15.196773121703396					
3028	2.5003323457693738	9.97628716350733693E-004	-261.87264152860024	1.1255450018157371	
12.819942837236614					
3029	2.4754463263779507	9.87604399730758692E-004	-314.43968514287735	1.1451263410694168	
27.367466745176021					
3030	2.5023283305205442	9.98212296128837655E-004	-262.21172311471173	1.1251378271641204	
9.3008387034893865					
3031	2.5112166497185080	1.00162197815750038E-003	-317.11627888418775	1.1454944795358066	
7.2866215647228083					
3032	2.4767911903240676	9.87737600945050049E-004	-316.33332512757960	1.1448068861866636	
51.498865740239538					

Detector 4

histo	/pendiente	/error pendiente	/offset	/error offset	/chi2
4001	1.6776861916640937	7.08003222615649240E-004	589.88592598975606	0.84901650278972352	
12.788236096273572					
4002	2.4947837664139181	9.95102807608721097E-004	-60.913625301436959	1.0494116772166713	
17.702512160116768					
4003	2.4879729364251877	9.92516083028654192E-004	-60.152910583506809	1.0494418776967971	
14.183466022319363					
4004	2.4192874132798718	9.65221235575346712E-004	-95.874223367510069	1.0630537120644556	
11.181110602315778					
4005	2.4303787267639576	9.69734363290599083E-004	-126.55798068279044	1.0747580546853073	
24.796107419180000					
4006	2.4466692567701602	9.76303939745592304E-004	-73.182426560727023	1.0549630667796535	
20.352088279371777					
4007	2.3666177246926265	9.44404778945057794E-004	-82.661343610149729	1.0586187832388330	
11.959394035370215					
4008	18.227757908008115	7.27427754797705436E-003	-7366.6248792174601	3.9161424973112866	
0.0000000000000000					
4009	2.4477013868539554	9.76787517269890994E-004	-64.941208923891907	1.0520582773607905	
18.874273729337915					
4010	2.3703948577590914	9.45911922456428318E-004	-77.873663457207925	1.0568292708452838	
13.206052860578081					
4011	2.3478037018561011	9.36853142232976993E-004	-64.153986411600627	1.0515907884331346	
10.979758989465884					
4012	2.5727689016710831	1.03164526621815069E-003	-144.78835867404766	1.0863289989813725	
47.039906318542563					
4013	2.4175578117516276	9.64531517711673470E-004	-82.568377022748109	1.0580801941816411	
18.698501992508753					
4014	2.9758123940639933	1.43380694802249030E-003	252.28730916159523	1.0996295765760276	
0.0000000000000000					
4015	3.2987844319587039	1.47512565985017633E-003	-10.461524645063825	1.1400303093470330	
0.0000000000000000					
4016	2.4063463534470091	9.59688210143205020E-004	-65.749912218104384	1.0508637673171526	
15.224035900911653					
4017	2.4286445595946482	9.68592781314959453E-004	-17.787754172977351	1.0329981108779183	
17.112421712133401					
4018	2.3755737781126274	9.47552360664603919E-004	-120.97713306072750	1.0718576859828204	
22.555089791666699					
4019	2.4739442654453394	9.86919592763189826E-004	-50.971330993880848	1.0460159206650685	
9.2852746036903184					
4020	2.5759303582639066	1.02771688005644365E-003	-79.651407227221014	1.0569898853289261	
11.941539678837666					
4021	2.4743791244986291	9.87291394475074734E-004	-48.866140103617688	1.0457159452088993	
15.148668961696991					
4022	2.4846249755840013	9.91449029482317128E-004	-59.107161419016336	1.0497060494016557	

7.7076065933078972					
4023	2.4077968027466992	9.60836451588816865E-004	-48.630099992761494	1.0459081869829596	
10.728512917121074					
4024	2.3810297141681813	9.50178253816643032E-004	-89.924880842663200	1.0613918031030181	
12.008286113462924					
4025	2.3919435498039539	9.54534036272770424E-004	-75.558680753690140	1.0560221598031254	
17.195339954530951					
4026	2.4377434387739916	9.72788373930820807E-004	-79.726207079014898	1.0575223937577347	
17.076395254217779					
4027	2.4090583847114697	9.61295249825857624E-004	-42.267252512647978	1.0434218049131869	
9.3309780612973583					
4028	2.3672657166863731	9.44552083624931285E-004	-110.34093214227536	1.0686868651826200	
4.8901074683301848					
4029	2.4293842733147453	9.69249765756406353E-004	-88.951438620822017	1.0604656795484784	
279.53841873601505					
4030	-0.82067987962807154	6.38642602905656093E-004	3392.2165243968484	0.85583357084932121	
2956.7272355694190					
4031	2.3640561012355570	9.42958380308524832E-004	-59.073070806384649	1.0487242455456864	
22.934540038891672					
4032	3.28344985124355351E-002	2.44350925723602649E-005	2262.8451350674814	0.38444579114441163	
2737.0618926886668					

Detector 5

histo	/pendiente	/error pendiente	/offset	/error offset	/chi2
5001	3.3801027842061817	1.34885990442706102E-003	-185.69383906827403	1.0972607549243336	
116.89403691649323					
5002	3.4118117078767267	1.36147497070789893E-003	-151.92577994866184	1.0845223053709463	
28.228560250796679					
5003	3.2184090640471599	1.28423393130300289E-003	-170.95517411614730	1.0915387779154466	
12.041199359188127					
5004	3.3780416698867679	1.34783353892303824E-003	-221.16190841824888	1.1102206988355217	
11.036326041579510					
5005	3.1204829873605915	1.24494916642610789E-003	-225.77224699413281	1.1117157229761039	
11.085569997918961					
5006	3.2807901313902423	1.30875074547879720E-003	-143.07085192090818	1.0803775346685383	
13.283836285869462					
5007	3.1967387685673865	1.27504866984230964E-003	-161.33580382067663	1.0868891132648280	
6.3286513370193669					
5008	3.3306638308629570	1.32826119633199955E-003	-164.03088541912820	1.0875201469962670	
79.376055410503838					
5009	3.4497319570790315	1.37574391028262772E-003	-115.82502788903608	1.0694660383435446	
8.1719980800374366					
5010	3.2911397763719843	1.31270210123834281E-003	-173.77193432915317	1.0915537974928062	
12.037235403890117					
5011	3.3882171129214544	1.35160553783389252E-003	-216.79778618117729	1.1080493199336856	
14.424085174558677					
5012	3.3244593617550802	1.32632809559489842E-003	-232.20105643077619	1.1141345637517881	
11.683824746097704					
5013	3.2403473451931109	1.29289392433692019E-003	-136.07652200073289	1.0782796096968463	
27.097107078510653					
5014	3.3387091607802457	1.33223702759010815E-003	-221.00753810119306	1.1103448620013341	
21.936729230577917					
5015	3.3198406240908094	1.32477739527916060E-003	-267.37479126389809	1.1279298181746049	
42.364287305376145					
5016	3.3840016402294091	1.35041372577168468E-003	-192.34867922546769	1.0997591802776630	
57.105012846126421					
5017	3.2275428127277768	1.28713521954077685E-003	-166.11523623290759	1.0883004847681947	

10.606372317044082					
5018	3.3163482188845324	1.32275611619214533E-003	-216.81153944278864	1.1077153084326861	
11.693221479317472					
5019	3.3200618971644156	1.32441742091627952E-003	-291.45874297650982	1.1361602593033422	
24.422822069339151					
5020	3.1530313802640069	1.25793441025712368E-003	-172.42095696448442	1.0916715802779651	
17.262945787663394					
5021	3.2286299465086556	1.28821914611335618E-003	-232.55956345118352	1.1145089232079899	
45.803372817636856					
5022	3.2332214471085776	1.29014860944052547E-003	-242.39437511859191	1.1183959970510240	
16.463702204947030					
5023	3.3860727927530752	1.35120476011306467E-003	-203.53750974007590	1.1039005369548893	
28.083176653480308					
5024	3.4465802705515802	1.37541176790768730E-003	-337.22643104797754	1.1543744850498305	
20.690837424507858					
5025	3.2654906168396347	1.30313044220069511E-003	-161.30230236692177	1.0881098725728671	
14.944251943915933					
5026	3.1640539083850947	1.26260842909156732E-003	-151.39210423097734	1.0843226162868296	
23.591082477114817					
5027	3.0986571210785021	1.23651626791263544E-003	-87.795093074664948	1.0604376777907403	
13.826108875011814					
5028	3.3413251807743212	1.33318339006198460E-003	-202.30456752071095	1.1031310037112341	
14.471859938958636					
5029	3.3492374793771407	1.33621286429765475E-003	-205.28312403439907	1.1040124344336286	
14.904544770100534					
5030	3.3079482006841898	1.31958503439173714E-003	-234.45911914312080	1.1146911128754455	
15.909301524130838					
5031	3.2202032918533607	1.28440762663626154E-003	-210.32172259514596	1.1052761747075475	
12.659109013787068					
5032	3.3233003992037702	1.32532432206282271E-003	-196.55632211476157	1.0997230566387075	
27.752788857752126					

Detector 6

histo	/pendiente	/error pendiente	/offset	/error offset	/chi2
6001	2.5943086894920135	1.03900391271939782E-003	-255.20562511867922	1.1324564336716523	
6.2505535249599866					
6002	2.5290012959053900	1.01284457158808518E-003	-195.31458898734138	1.1098089775132669	
4.9596382374090719					
6003	2.5698175982263121	1.02918496014607315E-003	-193.91581074253057	1.1092645765411586	
11.203303408495993					
6004	2.5300864798757785	1.01326181399148414E-003	-175.22810334498351	1.1021866550965433	
25.624028257513761					
6005	2.5521558665139246	1.02208586234435873E-003	-197.15009860230006	1.1104237889964856	
28.411419827697266					
6006	2.5566094606156406	1.02385161395390908E-003	-196.25392404779763	1.1100428275852732	
9.1128929112628523					
6007	2.5901449661500777	1.03726111682071525E-003	-249.77562095462756	1.1302192530219792	
2.6459251511754358					
6008	2.5294079065201829	1.01291573988972010E-003	-197.37678237756427	1.1103615796673789	
25.742099319274555					
6009	2.4997425755995004	1.00103607894621682E-003	-162.24536288916570	1.0971101392145093	
8.6201129111163706					
6010	2.5237999355000431	1.01069237863300808E-003	-189.91511087575756	1.1076011823511065	
8.8623304253910664					
6011	2.5112357998953088	1.00568095750626493E-003	-196.97997925921433	1.1103171045712643	
3.5138576516049591					

6012	2.5319277558308522	1.01398501221699783E-003	-277.36006059458236	1.1407540485410641
7.7981743452667631				
6013	2.5726219438441555	1.03029664979468181E-003	-218.21366667079909	1.1184139282256103
5.0140260067386526				
6014	2.5966091494839771	1.03991450802532045E-003	-266.00172590673787	1.1365153594615354
10.361958390593296				
6015	100.57512340878586	4.26581396367494217E-002	-409021.77984421339	174.50873902861883
8.44692776092075409E-002				
6016	2.5658640860141180	1.02761230322651249E-003	-225.38247966551853	1.1211775076488766
9.4379716385209491				
6017	2.6676302244646246	1.06826753066859579E-003	-249.27060205756501	1.1299717285505877
13.850052122459465				
6018	2.6175668961166365	1.04854616941755380E-003	-253.25354412332840	1.1318275941591647
74.426359398075746				
6019	2.6084769649271764	1.04462307250605666E-003	-240.78024446943036	1.1268664827251209
12.943313471559723				
6020	2.6880671640846514	1.07651571694897664E-003	-305.04472480132250	1.1512452698894684
12.372368989085976				
6021	2.6544181055682614	1.06305484241035232E-003	-227.65511050669232	1.1219821401908161
7.5622461210765550				
6022	2.6986699269193193	1.08078889971071701E-003	-230.60424002005109	1.1231239099777579
12.160560961124444				
6023	2.6450804317451402	1.05933353291552028E-003	-314.18082708518170	1.1547897331499517
19.935103554311997				
6024	2.6528807299761898	1.06246163061384370E-003	-248.67341640153307	1.1299847611136238
10.612270786677385				
6025	2.7399876583646896	1.09734742745025340E-003	-311.82955937508092	1.1539085922349102
7.6532884640264065				
6026	2.6335986458804270	1.05473502024300021E-003	-250.26275578347088	1.1305754184371857
7.8362780224821043				
6027	2.6664121777725041	1.06787000449227250E-003	-324.54934632794010	1.1587062043584055
11.900188803666499				
6028	2.6600758362399315	1.06532068680971698E-003	-302.25889215056026	1.1502244814305327
23.004741660263385				
6029	2.6846185054231038	1.07513456010213063E-003	-295.97383226088584	1.1478065494388410
12.687180210250476				
6030	2.6922372709760070	1.07816686893259252E-003	-247.71651922444428	1.1294901060858833
22.482978630480432				
6031	2.6312108669170402	1.05370646918810608E-003	-240.47069164193468	1.1266996400252689
8.3081010270808271				
6032	2.6769626299861025	1.07200479221122879E-003	-301.00531756119699	1.1495628472637178
7.6524270653969868				



El abajo firmante, matriculado en el Máster de Física Nuclear de la Facultad de Ciencias Físicas, autoriza a la Universidad Complutense de Madrid (UCM) a difundir y utilizar con fines académicos, no comerciales y mencionando expresamente a su autor el presente Trabajo de Fin de Máster:
CALIBRACIÓN DE DETECTORES DE SILICIO PARA EL ESTUDIO DE EMISIÓN DE PROTONES RETRASADA POR LA DESINTEGRACIÓN BETA, realizado durante el curso académico 2010-2011 bajo la dirección de MARÍA JOSÉ GARCÍA BORGE en el Instituto de Estructura de la Materia del Consejo Superior de Investigaciones Científicas, y a la Biblioteca de la UCM a depositarla en el Archivo institucional E-Prints Complutense con el objeto de incrementar la difusión, uso e impacto del trabajo en Internet y garantizar su preservación y acceso a largo plazo.

La publicación en abierto tendrá un embargo de:

- Ninguno
 Un año

Fdo:

VICENTE PESUDO FORTES

Madrid, 30.09.2011



MINISTERIO
DE CIENCIA
E INNOVACIÓN



CONSEJO SUPERIOR DE INVESTIGACIONES CIENTÍFICAS

INSTITUTO DE ESTRUCTURA
DE LA MATERIA (IEM)

La abajo firmante, directora de un Trabajo Fin de Master presentado en el Máster de Física Nuclear de la Facultad de Ciencias Físicas, autoriza a la Universidad Complutense de Madrid (UCM) a difundir y utilizar con fines académicos, no comerciales y mencionando expresamente a su autor el presente Trabajo de Fin de Máster: CALIBRACIÓN DE DETECTORES DE SILICIO PARA EL ESTUDIO DE EMISIÓN DE PROTONES RETRASADA POR LA DESINTEGRACIÓN BETA, realizado durante el curso académico 2010-2011 bajo mi dirección en Instituto de Estructura de la Materia del Consejo Superior de Investigaciones Científicas, y a la Biblioteca de la UCM a depositarla en el Archivo institucional E-Prints Complutense con el objeto de incrementar la difusión, uso e impacto del trabajo en Internet y garantizar su preservación y acceso a largo plazo.

La publicación en abierto tendrá un embargo de:

Ninguno

Un año

En Madrid 30.09.2011

Fdo:

María José García Borge
Profesora de Investigación
IEM - CSIC